ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Т. XXIII №12

1959

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

ДЕКАБРЬ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР Б. С. Джелепов (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук П. А. Бажулин (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук Ю. В. Хольнов (зам. главного редактора)

Председатель Оргкомитета
IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
чл.-корр. АН СССР Б. С. Джелепов

Digitized by the Internet Archive
in 2024

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук Ю. В. Хольнова

Технический редактор *Е. К. Барташевич*

Адрес редакции: Москва, Б — 64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т- 13545 Подписано к печати 16/XII-1959 г. Тираж 3000 экз. Заказ 2319
Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Бум. л. 4,25 Печ. л. 11,64+4 вкл. Уч.-изд. л. 13,2

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

https://archive.org/details/rossiiskaya-akademiya-nauk-izvestiya-seriya-fizicheskaya_1959_23_12

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Харьков, 26 января — 2 февраля 1959 г.)

(Продолжение, см. № 2 и 7 за 1959 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК
Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

С. А. БАРАНОВ, А. Г. ЗЕЛЕНКОВ, Г. Я. ЩЕПКИН, В. В. БЕРУЧКО
и А. Ф. МАЛОВ

БОЛЬШОЙ α-СПЕКТРОМЕТР С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Введение

Основным методом непосредственного изучения тонкой структуры α-распада остается в настоящее время метод отклонения α-частиц в магнитном поле. Наиболее перспективным в этом отношении является использование явления пространственной фокусировки в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле [1—3]. К настоящему времени известны два действующих α-спектрометра такого типа: с фокусировкой α-частиц на угол $\pi\sqrt{2}$ [4] и с фокусировкой на 180° с использованием краевого эффекта [5]. При разработке конструкции α-спектрометра, описание которого изложено ниже, мы выбрали первый вариант. Представим распределение магнитного поля в зазоре в виде ряда:

$$\frac{H}{H_0} = 1 + a_1\eta + a_2\eta^2 + a_3\eta^3 + \ldots,$$

здесь H_0 — поле на центральной орбите (окружность с радиусом ρ_0) и $\eta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$. Как хорошо известно, пространственная фокусировка первого порядка осуществляется при $a_1 = -\frac{1}{2}$ [1—3]. Выбор коэффициента a_2 равным $^1/_8$ или $^3/_8$ обеспечивает дополнительно радиальную фокусировку второго порядка соответственно по горизонтальному φ или вертикальному ψ углам. В работе [6] показано, что при распределении поля в зазоре по закону $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$ ($a_2 = {}^3/_8$, $a_3 = -{}^5/_{16}$) обеспечивается пространственная фокусировка для частиц в широком энергетическом диапазоне. При этом может быть достигнута фокусировка более высоких порядков по вертикальному углу ψ. Однако этот вариант мало пригоден для спектрографов тяжелых заряженных частиц, поскольку использование высокого зазора приводит к существенному увеличению мощности электропитания; к тому же фокальная поверхность в таком спектрографе расположена по радиусу, что представляет некоторые неудобства для регистрации частиц фотографическим методом. Поэтому мы выбрали $a_2 = {}^1/_8$. Выбор значения $a_3 = {}^1/_{16}$ позволяет осуществить фокусировку третьего порядка по φ для частиц с импульсом $p_0 = H_0\rho_0$ [7—10]. В работе [11] было показано, что при $a_3 = {}^3/_{16}$ осуществляется радиальная фокусировка второго порядка по φ для частиц различных энергий. В указанной статье получены выражения, определяющие форму фокальной поверхности, дисперсию и разрешающую способность спектрографа при значениях $a_2 = {}^1/_8$ и $a_3 = {}^3/_{16}$.

Основным недостатком существующих магнитных α-спектрометров является сравнительно невысокая светосила (произведение телесного угла на площадь источника), что существенно ограничивает круг доступных для решения задач.

Целью настоящей работы было создание прибора с высокой разрешающей способностью и максимальной светосилой; поэтому мы остановились на относительно большой величине радиуса центральной орбиты ($\rho_0 = 155$ см).

1. Описание α-спектрометра

Спектрометр состоит из двух основных частей: магнита с возбуждающей обмоткой и вставленной в межполюсный зазор составной вакуумной камеры, изготовленной из нержавеющей стали. Магнитопровод выполнен

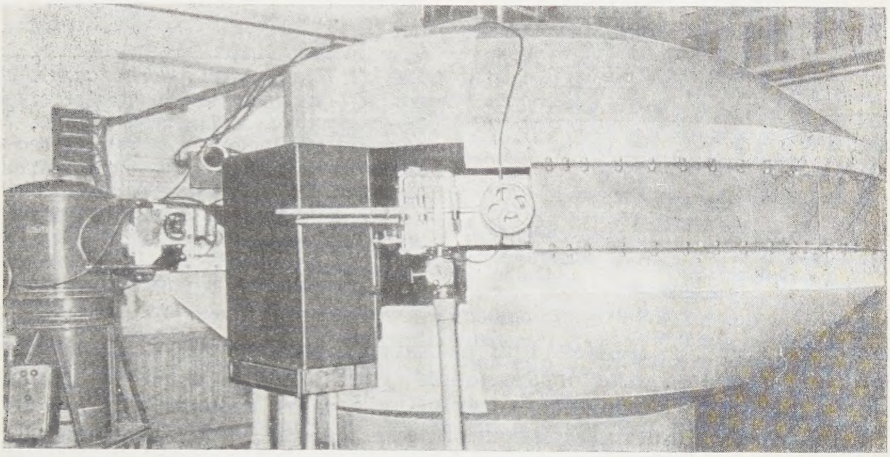


Рис. 1. Общий вид α-спектрометра

в виде двойного гриба и собран из трех частей: сердечника цилиндрической формы и двух «шляп» (рис. 1—3). Общий вес установки около 90 т.

Ширина полюсов равна ~70 см, зазор между ними — 35 см. Детали магнита выполнены с относительно высокой точностью (~0,2 мм). На полюсах укреплены специальные профилированные накладки, форма которых была рассчитана аналитически.

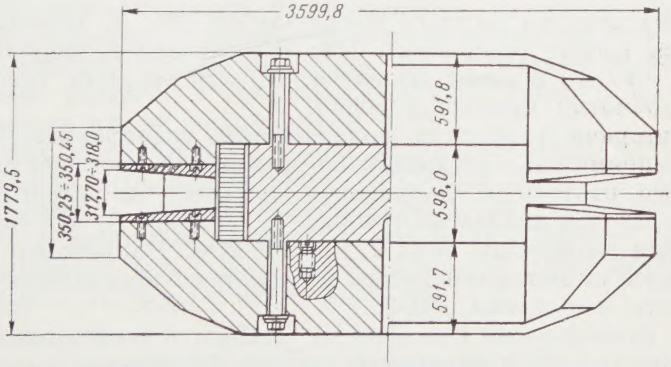


Рис. 2. Магнит спектрометра

Объем камеры равен ~1000 л. Откачка камеры осуществляется вакуумным агрегатом ВА-5-4 и форвакуумным насосом типа ВН-2. Степень откачки объема камеры составляет несколько единиц на 10^{-6} мм рт. ст. К выходу диффузионного насоса присоединен балластный объем емкостью около 500 л. Использование этого объема позволяет на длительное время в течение работы выключать форвакуумный насос.

Источники располагаются в специальном устройстве, позволяющем производить поочередную экспозицию четырех мишеней без нарушения вакуума. Максимальные размеры источника составляют 100 × 10 мм. Отсек камеры, где размещаются мишени, может быть изолирован от камеры при помощи вакуумного затвора. Это дает возможность ускорить подготовку к измерениям и, следовательно, изучать распад радиоактивных веществ с относительно небольшим периодом полураспада. Перед источником расположена сменная входная щель, позволяющая иссле-

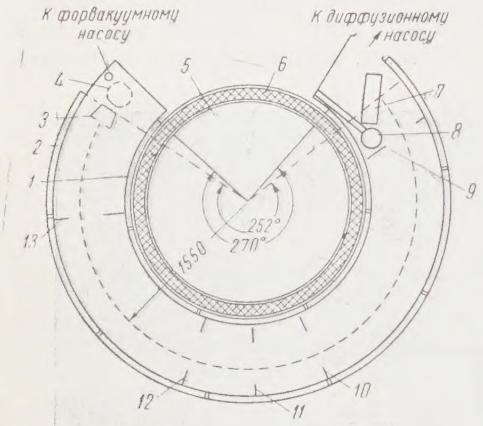


Рис. 3. Поперечный разрез спектрометра: *1* — внутренние магнитные шунты, *2* — наружные магнитные шунты, *3* — входная диафрагма, *4* — устройство для смены источников, *5* — керн магнитопровода, *6* — обмотка магнита, *7* — кассета с фотопластинками, *8* — датчик измерителя магнитного поля, *9—13* — диафрагмы

довать одну и ту же мишень при различной разрешающей способности и светосиле прибора. Для ограничения пучка α-частиц служат три одинаковые диафрагмы, расположенные в средней части камеры (при $\vartheta \approx 100°$, 130°, и 160°), где пучок имеет максимальное сечение. С целью уменьшения рассеяния на пути заряженных частиц установлены еще три диафрагмы.

Регистрация α-частиц производится пропорциональным счетчиком или толстослойными фотопластинками. Одновременно может экспонироваться набор пластинок общей площадью 480 × 90 мм. Пластинки устанавливаются в специальной кассете, которая позволяет производить последовательную экспозицию четырех наборов пластинок. Замена одного набора пластинок другим и закрытие кассеты после экспозиции производится без нарушения вакуума.

2. Питание магнита

Блок-схема питания магнита приведена на рис. 4. Обмотка магнита располагается вокруг сердечника. Она изготовлена из медной шины сечением 170 × 10 мм и имеет 53 витка. В конструкции предусмотрено охлаждение обмотки проточной водой.

В цепь вторичной обмотки понижающего трансформатора включен селеновый выпрямитель, собранный по трехфазной мостовой схеме, с выхода которого постоянное напряжение подается на обмотку магнита. Сила тока в рабочем диапазоне прибора 700 ÷ 1300 А, что соответствует напряженности магнитного поля 2,0 ÷ 3,5 kOe. Напряжение на выпрямитель подается от мотор-генератора переменного тока мощностью 35 kVA через дроссели насыщения ДН-35.

Высокая разрешающая способность прибора и необходимость продолжительных экспозиций предъявляют высокие требования к стабилизации напряженности магнитного поля. Нами была выбрана принципиальная схема стабилизации, приведенная в работе [12]. В качестве элемента, чувствительного к изменению магнитного поля, использована электронно-лучевая трубка типа 5ЛО-38, помещенная в рассеянном поле магнита. На экране трубки закрепляются два плоских электрода. Каждый из них в сочетании с люминесцентным слоем трубки образует конденсатор. Электронный луч трубки модулирован. Сигналы с электродов поступают на двухканальный усилитель. После усиления и детектирования разностный

сигнал подается на вход фазового моста блока управления током подмагничивания ДН-35.

Рассеянное магнитное поле в области расположения электронно-лучевой трубки компенсируется полем постоянных магнитов (см. рис. 5). При условии равенства магнитных полей компенсационных магнитов и рассеянного поля луч трубки находится в центре экрана, частично перекрывая

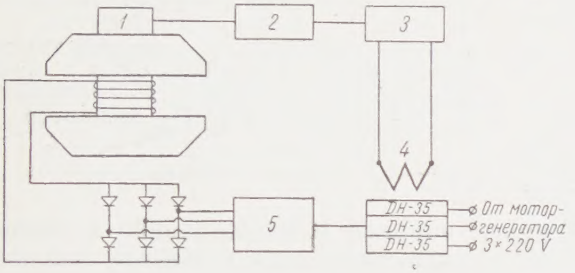


Рис. 4

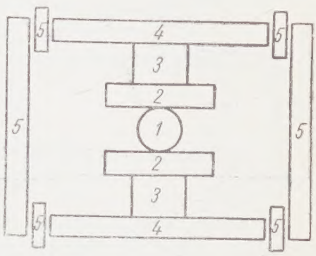


Рис. 5

Рис. 4. Блок-схема питания магнита: *1* — магнитный шунт, *2* — двухканальный усилитель, *3* — блок управления током подмагничивания ДН-35, *4* — обмотка подмагничивания ДН-35, *5* — трехфазный трансформатор

Рис. 5. Схема устройства для стабилизации магнитного поля: *1* — электронно-лучевая трубка, *2* — накладки, *3* — компенсационные магниты, *4* — неподвижные пластины магнитного шунта, *5* — подвижные пластины и «ножи» магнитного шунта

оба электрода. В этом случае сигналы, снимаемые с электродов трубки, равны, и на вход фазового моста сигнал не поступает.

При изменении по каким-либо причинам магнитного поля прибора луч трубки отклонится в ту или иную сторону и на выходе усилителя появится полярный сигнал. В силу этого изменится ток подмагничивания дросселей ДН-35, что приведет к изменению тока в обмотке магнита. В результате в обмотке поддерживается такая величина тока, при которой рассеянное поле в области расположения трубки компенсирует поле постоянных магнитов.

Изменение соотношения между этим рассеянным полем и полем в зазоре производится путем изменения сопротивления магнитного шунта (см. рис. 5.). Оно осуществляется дистанционно с пульта управления путем перемещения подвижных пластин или «ножей» при помощи моторов или соосно соединенных с ними сельсинов. Таким образом, в зависимости от расположения подвижных пластин магнитного шунта в зазоре магнита устанавливается вполне определенное поле.

При работе в спектрометрическом режиме изменение магнитного поля в зазоре можно производить через интервалы $\Delta H < 10^{-4} H_0$. В случае спектрографических измерений максимальное отклонение магнитнго поля от заданной величины H_0 зависит от интервала времени T работы прибора. Так, например: для $T_1 = 1$ час и $T_2 = 8$ час отклонения, соответственно, равны $< 10^{-4} H_{0_1}$, $< 2 \cdot 10^{-4} H_{0_2}$.

3. Измеритель магнитного поля

Измерение величины магнитного поля основано на явлении парамагнитного резонанса протонов.

В качестве датчика был использован полупроцентный водный раствор хлористого марганца.

Энергия ΔW, необходимая для переориентации спина протона в магнитном поле H_0, определяется уравнением

$$\Delta W = \hbar\omega_0 = \hbar\gamma H_0,$$

где γ — гиромагнитное отношение $(4{,}257703 \pm 2{,}5 \cdot 10^{-5}) \cdot 10^3$ Hz Gs^{-1}, ω_0 — частота ларморовой прецессии. Таким образом, измерение величины поля H_0 сводится к измерению частоты переменного магнитного поля, при которой наблюдается поглощение энергии из контура.

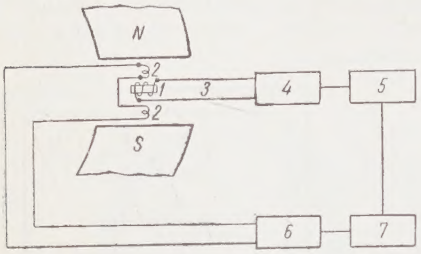


Рис. 6. Блок-схема измерителя магнитного поля: *1* — датчик с ВЧ-контуром, *2* — катушки модуляции, *3* — жесткий коаксиальный фидер, *4* — ВЧ-генератор и предварительный усилитель, *5* — усилитель, *6* — НЧ-генератор, *7* — индикатор

Датчик помещается в вакуумном кармане непосредственно в зазоре магнита. Для создания однородного магнитного поля в области расположения датчика были применены специальные накладки.

Блок-схема прибора приведена на рис. 6. Сигналы поглощения из ВЧ-контура последовательно поступают на вход схемы предварительного усиления, усилитель и блок индикатора. Для наблюдения явления ядерного магнитного резонанса в приборе применяется модуляция постоянного магнитного поля специальными катушками.

Имеющийся в приборе генератор НЧ служит для питания указанных катушек модуляции (см. рис. 6), получения развертки на электронно-лучевой трубке блока индикатора и питания синхронного детектора. Предусмотрена возможность изменения амплитуды модуляции. Она может быть как больше, так и меньше ширины линии ядерного резонанса. Первоначальное обнаружение сигналов ядерного резонанса производится при большом поле модуляции и наблюдается на экране электронно-лучевой трубки.

Для точного измерения магнитного поля применяется малая глубина модуляции и синхронное детектирование сигнала ядерного резонанса. В анодах лампы синхронного детектора включен стрелочный «нуль-прибор». Измерение частоты ВЧ-генератора и, следовательно, поля H_0 производится при нулевом показании прибора. Изменение частоты генератора осуществляется дистанционно с пульта управления путем изменения емкости контура при помощи сельсина.

Измеритель дает возможность определять магнитное поле в рабочем диапазоне с точностью $1 \cdot 10^{-5}$.

4 Изучение топографии магнитного поля

Большое внимание было уделено получению нужного распределения поля в зазоре магнита и исследованию его топографии. Для измерения топографии были сконструированы два прибора: в первом из них при помощи баллистического гальванометра измерялся сигнал, возникающий при различных перемещениях катушки; второй был основан на компенсации сигналов, появляющихся при одновременном повороте на 180° двух одинаковых катушек, включенных в противофазе. Последний из них позволял измерять относительную величину поля с точностью $(2 \div 4) \cdot 10^{-4}$. Оба прибора имели относительно высокую чувствительность ($\sim 0{,}05$ Oe мм$^{-1}$).

Для проверки качества изготовления и сборки магнита были проведены измерения азимутальной симметрии распределения магнитного поля, а также определено расположение медианной поверхности. Было показано, что как азимутальные искажения, так и отклонение медианной поверхности от средней плоскости в рабочем объеме лежат в допустимых пределах.

Для устранения краевого эффекта нами были использованы специальные магнитные шиммы, действующие как делители магнитного потенциала [13]. Они представляли собой наборы железных полос, между которыми были проложены листы картона. Расположение этих полос по вертикали под-

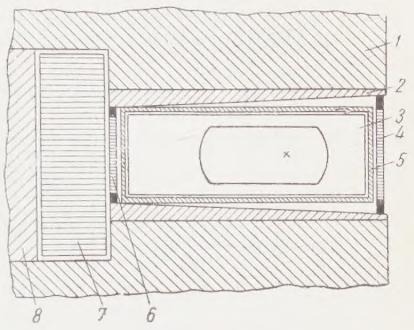


Рис. 7. Поперечный разрез полюсов магнита, магнитных делителей и вакуумной камеры: *1* — магнитопровод, *2* — полюсная накладка, *3* — диафрагма, *4* — наружный шунт, *5* — камера, *6* — внутренний шунт, *7* — обмотка, *8* — керн

биралось экспериментально. Каркасы с наборами полос располагались по всей длине вдоль внутренней и внешней границ зазора (рис. 7).

Результаты работы по получению нужного распределения магнитного поля приведены на рис. 8 и в таблице.

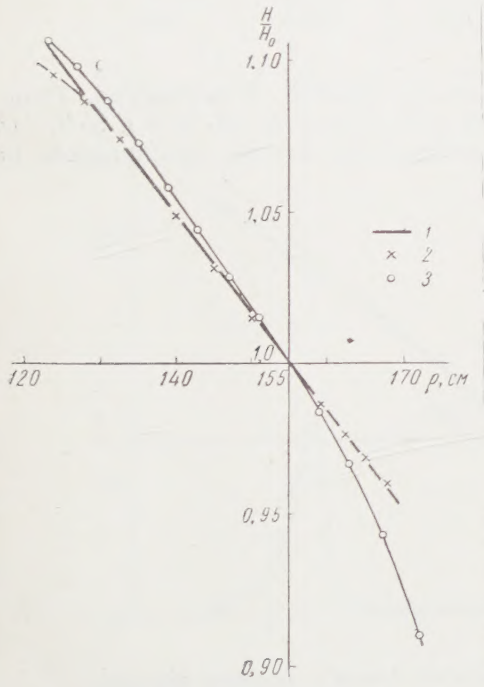


Рис. 8. Распределение магнитного поля в зазоре спектрометра: *1* — расчетная кривая, *2* — с шунтами, *3* — без шунтов

Измерения топографии поля позволили выбрать форму диафрагм, ограничивающих пучок α-частиц, и определить максимальный телесный угол прибора ($\sim 8 \cdot 10^{-4}$ от 4π). Детальное изложение методов и результатов измерений топографии будет дано в другой работе.

5. Исследование ионно-оптических свойств прибора

С целью нахождения местоположения фокальной поверхности и ее формы, а также для энергетической градуировки спектрографа было сконструировано специальное устройство с пропорциональными счетчиками, которое могло перемещаться перпендикулярно к радиусу и поворачиваться вокруг вертикальной оси без нарушения вакуума. Путем изменения величины поля одна и та же группа частиц могла фокусироваться поочередно на каждый из счетчиков.

Данные этих измерений позволили найти расположение фокальной поверхности и произвести энергетическую градуировку прибора. Расположение и форма фокальной поверхности показаны на рис. 9. Энергетический диапазон $\frac{\Delta E}{E_0}$ α-частиц, одновременно регистрируемых фотопластинками, составляет $\sim$10 %. Полуширина линий $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$ во всем указанном диапазоне не превышает 0,07 %. Дисперсия прибора близка к расчетной ве-

личине и составляет $\frac{dE}{dx} \approx 2{,}28 \cdot 10^{-4} E_0$ на 1 мм. Это соответствует $\sim 1{,}2$ keV мм$^{-1}$ для α-частиц Po^{210}.

При высоте источника 100 мм при помощи пропорциональных счетчиков (размер окна 70 ×8 мм) были проведены измерения относительного

Результаты измерения распределения магнитного поля $\frac{H(\rho)}{H(\rho_0)}$ в средней плоскости зазора $\left(\text{при } \vartheta = \frac{\pi\sqrt{2}}{2}\right)$

Δ ρ, мм	Расчетное $\frac{H(\rho)}{H(\rho_0)}$		Экспериментальное $\frac{H(\rho)}{H(\rho_0)}$		
	$a_3 = 0$	$a_3 = {}^9/_{16}$	$H_0 = 2$ kOe	$H_0 = 2{,}5$ kOe	$H_0 = 3$ kOe
128,3	0,9595	0,9596	0,9594	0,9589	0,9586
100,4	0,9681	0,9682	0,9684	0,9681	0,9680
75,4	0,9760	0,9760	0,9761	0,9759	0,9757
42,4	0,9864	0,9864	0,9863	0,9861	0,9861
—46,3	1,0150	1,0150	1,0148	1,0149	1,0150
—99,1	1,0325	1,0324	1,0319	1,0320	1,0322
—149,9	1,0496	1,0494	1,0487	1,0490	1,0490
—225,4	1,0755	1,0749	1,0738	1,0740	1,0741
—269,0	1,0906	1,0897	1,0866	1,0868	1,0869

изменения трансмиссии прибора вдоль фокальной поверхности. Измерения проводились для двух значений телесного угла ($8 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-4}$ от 4 π). Трансмиссия оказалась максимальной для частиц, движущихся по

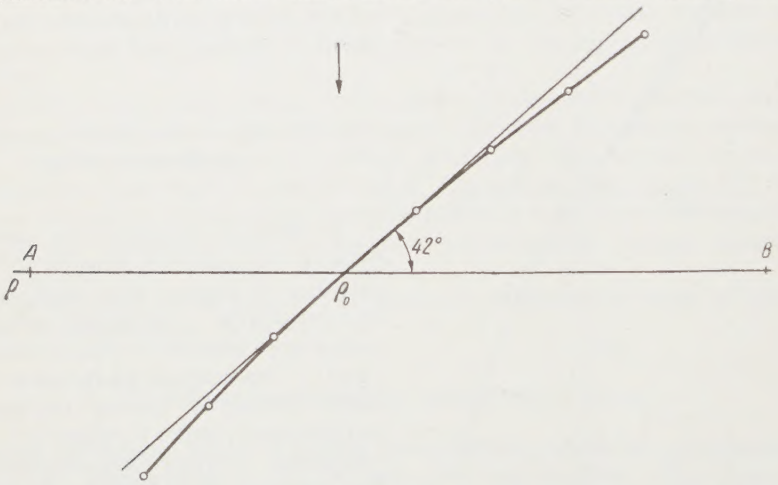


Рис. 9. Форма фокальной поверхности: *A* и *B* — границы камеры. Стрелкой указано направление движения α-частиц

центральной орбите. К краям фокальной поверхности она плавно уменьшается и составляет $\sim 80\,\%$ при $l = -240$ мм и $\sim 90\,\%$ при $l = 150$ мм (расстояния отсчитываются от ρ_0 вдоль поверхности фотопластинок).

Достигнутая разрешающая способность прибора иллюстрируется рис. 10, на котором представлены результаты измерения основных групп α-частиц Cm^{242}. Полуширина линий равна около 3,5 keV $\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho} \approx 0{,}028\,\%\right)$.

Благодаря большим размерам ($\rho_0 = 155$ см) и относительно большому телесному углу ($8 \cdot 10^{-4}$ от 4π) максимальная светосила прибора в не-

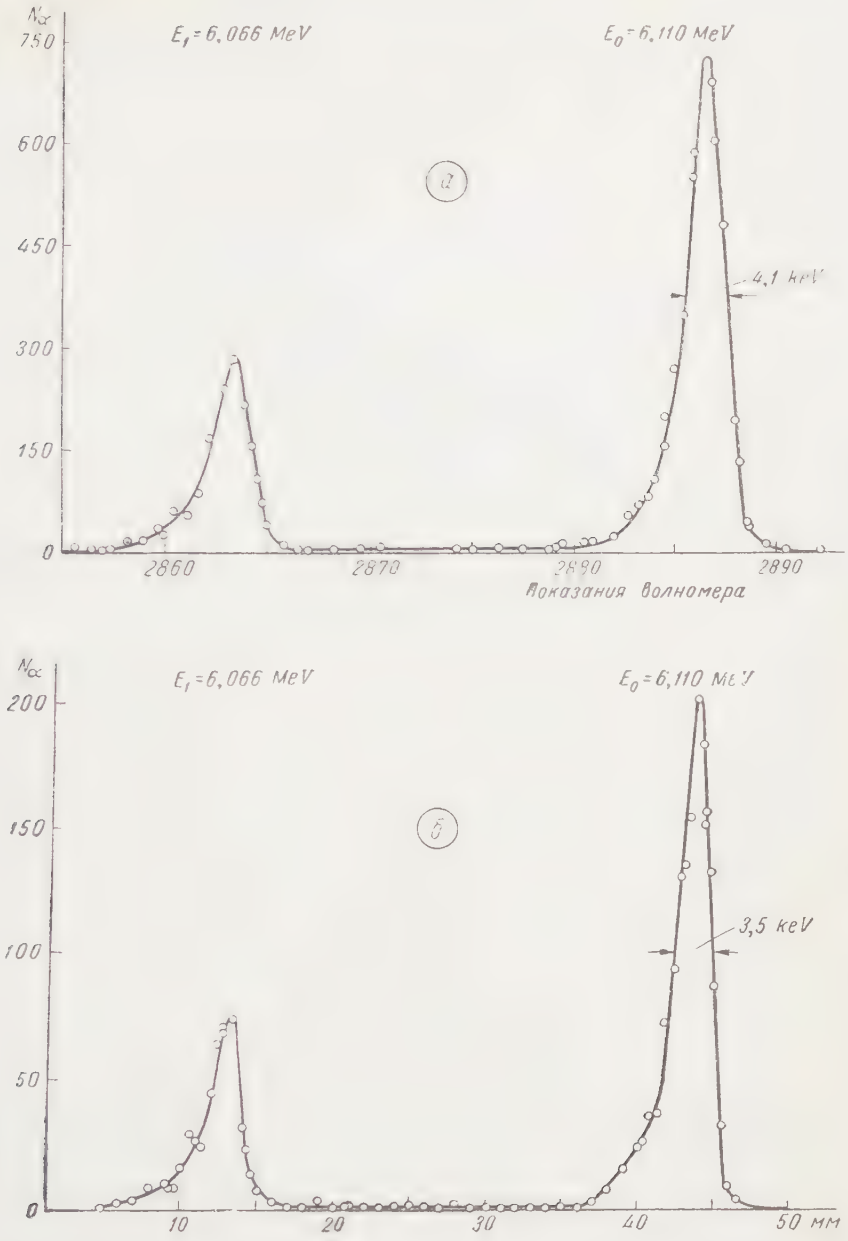


Рис. 10. α-спектр Cm^{242}: *а* — спектрометрический режим, *б* — спектрографический режим

сколько десятков раз выше, чем у всех известных в настоящее время спектрометров [4, 5]. Прибор позволяет использовать образцы с количеством радиоактивного вещества до ~ 100 мкг для изучения групп α-частиц с парциальными периодами до $2 \cdot 10^{10}$ лет при сравнительно высокой разрешающей способности.

Приносим нашу искреннюю благодарность И. В. Курчатову и Л. А. Арцимовичу за внимание и помощь, оказанную при создании α-спектрометра; В. З. Бычкову, А. М. Баринову и И. В. Наумову, осуществлявшим конструирование основных узлов спектрометра, С. М. Рубчинскому и

М. И. Зельдовичу, принимавшим деятельное участие в разработке измерителя магнитного поля; В. В. Жукову, Н. Н. Семашко, Д. В. Павлову и А. А. Никуличеву за консультацию по вопросам стабилизации и изучения топографии магнитного поля; В. М. Кулакову, А. А. Арутюнову, С. И. Беленькому и А. И. Тимошинову, принимавшим большое участие в создании и наладке прибора; А. Д. Рупову, И. Я. Лескову и М. И. Дмитруку за помощь, оказанную при разработке и наладке вакуумной системы спектрометра.

Цитированная литература

1. Svartholm N., Siegbahn K., Arkiv Mat. Astron. Fysik, **33A**, *21* (1946).
2. Svartholm N., Arkiv. Mat. Astron. Fysik, **33A**, *24* (1946).
3. Siegbahn K., Svartholm N., Nature, **157**, 872 (1946).
4. Гольдин Л. Л., Новикова Г. И., Третьяков Е. Ф. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля, 1955 г. Заседания ОФМН, стр. 226.— Изд. АН СССР, М., 1955.
5. Judd D. L., Bludman S. A., Nucl. Instr., **1**, 46 (1957).
6. Wild H., Huber O., Helv. Phys. Acta, **30**, 3 (1957).
7. Verster N. F., Physica, **16**, 815 (1950).
8. Павинский П. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 175 (1954).
9. Саулит В. Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 227 (1954).
10. Баранов С. А., Малов А. Ф., Шлягин К. Н., ПТЭ, *1*, 3 (1956).
11. Зеленков А. Г., см. настоящий номер журнала, стр. 1411.
12. Жуков В. В., Семашко Н. Н., ПТЭ, *2*, 41 (1958).
13. Hinman G., Crane F., Rev. Sci. Instr., **23**, 438 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. Г. ЗЕЛЕНКОВ

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАСЧЕТА α-СПЕКТРОГРАФА С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ($a_2=1/8$)*

Основным методом изучения тонкой структуры спектров α-частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, является в настоящее время метод отклонения в магнитном поле [1—4]. Расстояние между нижними уровнями тяжелых ядер составляет обычно несколько десятков килоэлектронвольт, а интенсивности соседних групп α-частиц могут отличаться в сотни раз, так что аппаратурная ширина линии не должна превышать нескольких килоэлектронвольт. Такая узкая линия может быть получена лишь в том случае, если толщина слоя источника не превышает ~ 10 мкг см$^{-2}$ [3, 5]. Поэтому основным требованием, предъявляемым к α-спектрометру, является величина «светимости» (luminocity) $L=\sigma T$, где σ — площадь источника, T — доля моноэнергетических частиц, регистрируемых детектором.

Наибольшие возможности для создания прибора с разрешающей способностью порядка 10^{-4} и максимальной светимостью представляет использование принципа двойной фокусировки, предложенного Зигбаном и Свартхольмом [6—8]. При угле фокусировки, равном $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$, приборы, основанные на этом принципе, обладают также двойной дисперсией по сравнению с приборами с полукруговой фокусировкой. Представим распределение магнитного поля в зазоре магнита в виде ряда:

$$H(\rho)=H_0(1+a_1\eta_1+a_2\eta_1^2+a_3\eta^3+\ldots) \qquad (1)$$

Здесь H_0 — поле на так называемой центральной орбите — окружности с радиусом ρ_0;

$$\eta=\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}$$

Было показано [6—8], что для осуществления пространственной фокусировки коэффициент a_1 должен быть равен $-1/2$. Выбор коэффициента a_2 более или менее произволен и зависит от формы диафрагмы, ограничивающей пучок заряженных частиц [9—11].

В работах [10, 11] проведено детальное сравнение приборов с различными значениями a_2. Рассматривается ограничивающая диафрагма прямоугольной формы. Согласно этим работам при одинаковой разрешающей способности наибольший допустимый телесный угол будет при a_2, равных $1/8$ и $3/8$.

Как показано в целом ряде работ [10—16], оба эти типа приборов при соответствующем выборе следующих коэффициентов a_3, a_4, $a_5\ldots$ в формуле (1) позволяют осуществить идеальную радиальную фокусировку по радиальному ($a_2=1/8$) или аксиальному ($a_2=3/8$) углу. Все же, как указывается в работах [10, 11], выбор для β-спектрометра распределения поля с $a_2=3/8$ представляет некоторые преимущества по сравнению с $a_2=1/8$. Вследствие лучшей аксиальной фокусировки (исчезает член $\varphi_z\varphi_z$) и меньшего значения коэффициента при z_0^2 в формуле для аберра-

* Доклад был сделан на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.

ции светосила в приборах с $a_2 = 3/8$ при той же разрешающей способности несколько выше [10, 11] (здесь φ_r — радиальный, φ_z — аксиальный угол, z_0 — расстояние точки источника до средней плоскости). Наконец, ввиду того, что при $a_2 = 3/8$ распределение поля близко к $1/\sqrt{\rho}$, оно позволяет осуществлять одновременную пространственную фокусировку частиц в широком энергетическом диапазоне. Это имеет существенное значение при использовании прибора в качестве спектрографа. В работе [11] анализируется возможность создания спектрографа с двойной фокусировкой ($a_2 = 3/8$). Показано, что наиболее выгодным значением третьего коэффициента является $a_3 = -5/16$ — коэффициент при третьем члене в разложении в ряд функции $1/\sqrt{\rho}$. По сравнению со спектрографом с полукруговой фокусировкой он имеет следующие преимущества: в спектрографе с двойной фокусировкой может быть использован значительно больший телесный угол; его величина, в противоположность спектрографу с однородным полем, сохраняется постоянной во всем рабочем диапазоне и не зависит от размеров прибора; дисперсия в первом приборе в два раза больше, чем во втором, но несколько различна для разных участков фотопластинки. Это приводит к некоторому уменьшению диапазона импульсов одновременно регистрируемых частиц.

Несмотря на указанные выше преимущества неоднородного поля с $a_2 = 3/8$, оно не применяется в спектрографах для исследований спектров тяжелых частиц по следующим причинам [17]. Магнит спектрометра с $a_2 = 3/8$ должен иметь относительно высокий зазор, что требует в свою очередь сравнительно большой мощности питания. К тому же при высоком зазоре значительные трудности представляет устранение краевого эффекта и получение необходимой формы распределения поля в зазоре без существенного увеличения размеров магнита. Наконец, при использовании прибора в качестве спектрографа тяжелых частиц наибольшие преимущества представляет счет отдельных треков частиц в фотоэмульсии [3 — 5]. Однако при $a_2 = 3/8$ частицы входят в эмульсию почти нормально к поверхности фотопластинки, что представляет некоторые трудности для счета треков и идентификации частиц фона. Поэтому было выбрано распределение поля типа:

$$H(\rho) = H_0(1 - 1/2\,\eta + 1/8\,\eta^2 + a_3\eta^3 + \ldots). \tag{2}$$

Рассмотрим вначале частный случай движения частиц в средней плоскости ($z = 0$). Импульс частицы p и радиус кривизны орбиты R связаны хорошо известным соотношением:

$$pc = RZeH, \tag{3}$$

где c — скорость света, а Ze — заряд частицы. Для частиц, движущихся по центральной орбите, это выражение будет иметь вид:

$$p_0 c = \rho_0 ZeH_0. \tag{4}$$

Разделив одно выражение на другое, после несложных преобразований получим [16]:

$$-\frac{\rho_0}{R} = \frac{H}{H_0}(1 - \tau), \tag{5}$$

где $\tau = \dfrac{\Delta p}{p}$.

Подставляя в уравнение (5) выражения (2) для $H(\rho)$ и радиуса кривизны R в полярных координатах, получим следующее уравнение (с точностью до членов 3-го порядка):

$$\eta'' + 1/2\,\eta = -5/8\,\eta^2 - \eta\eta'' + 1/2\,\eta'^2 - 3/4\,\eta\eta'^2 + (1/8 - a_3)\,\eta^3 + \\ + \tau(1 + 5/2\,\eta + 13/8\,\eta^2 + 3/2\,\eta'^2) + \ldots \tag{6}$$

Для решения уравнения воспользуемся методом последовательных приближений, развитым в работах [16, 18]. Пусть α — тангенс угла вылета частицы по отношению к нормали к радиусу. Представим решение $\eta = \eta(\varphi, \alpha, \tau)$ в виде ряда по степеням α и τ:

$$\eta = \alpha f_{10} + \tau f_{01} + \alpha^2 f_{20} + \alpha\tau f_{11} + \tau^2 f_{02} + \alpha^3 f_{30} + \\ + \alpha^2\tau f_{21} + \alpha\tau^2 f_{12} + \tau^3 f_{03} + \ldots \quad (7)$$

Здесь f_{ik} — функция азимутального угла φ. Из граничных условий $\eta(0) = 0$, $\eta'(0) = \alpha$ следует $f_{ik}(0) = 0$ и $f'_{ik}(0) = 0$, кроме $f'_{10}(0) = 1$. Последовательное решение уравнений дает следующие выражения для f_{ik}:

$$f_{10} = \sqrt{2}\ \sin\varphi/\sqrt{2}; \quad (8)$$

$$f_{01} = 2(1 - \cos\varphi/\sqrt{2}); \quad (9)$$

$$f_{20} = {}^1/_2 \sin^2\varphi/\sqrt{2}; \quad (10)$$

$$f_{11} = -\frac{\sqrt{2}}{2}\sin\varphi\sqrt{2} - \varphi\cos\varphi/\sqrt{2} + 2\sqrt{2}\sin\varphi/\sqrt{2}; \quad (11)$$

$$f_{02} = {}^1/_2\cos\varphi\ \sqrt{2} - \sqrt{2}\varphi\sin\varphi/\sqrt{2} - 6\cos\varphi/\sqrt{2} + {}^{11}/_2; \quad (12)$$

$$f_{30} = \frac{9-k}{128}\sqrt{2}\sin\frac{3\varphi}{\sqrt{2}} + \frac{3(k-1)}{32}\varphi\cos\varphi/\sqrt{2} - \frac{3(5+3k)}{128}\sqrt{2}\sin\varphi/\sqrt{2}; \quad (13)$$

$$f_{21} = \frac{3(k-9)}{64}\cos\frac{3\varphi}{\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{2}}{4}\varphi\sin\varphi\sqrt{2} + \frac{1-k}{4}\cos\varphi\sqrt{2} \\ - \frac{3(k-1)}{32}\sqrt{2}\varphi\sin\varphi/\sqrt{2} + \frac{61k-165}{61}\cos\varphi/\sqrt{2} + \frac{11-3k}{4}; \quad (14)$$

$$f_{12} = \frac{3(k-9)}{64}\sqrt{2}\sin\frac{3\varphi}{\sqrt{2}} + \varphi\cos\varphi\sqrt{2} - \frac{k\sqrt{2}}{2}\sin\varphi\sqrt{2} - \\ - \frac{\sqrt{2}}{4}\varphi^2\sin\varphi/\sqrt{2} + \frac{15k-79}{16}\varphi\cos\varphi/\sqrt{2} + \frac{333-5k}{64}\sqrt{2}\sin\varphi/\sqrt{2}; \quad (15)$$

здесь $k = 16\ a_3$. Новыми являются, собственно говоря, лишь выражения для: f_{11}, f_{02}, f_{21} и f_{12} — уравнения (11), (12), (14) и (15); остальные выражения хорошо известны по другим работам [14, 16].

Перейдем теперь к рассмотрению основных характеристик спектрографа: расположения и формы фокальной поверхности, дисперсии и разрешающей способности прибора. Для этой цели запишем уравнение (7) несколько иначе:

$$\eta = \alpha(f_{10} + \tau f_{11} + \tau^2 f_{12} + \ldots) + \tau(f_{01} + \tau f_{02} + \ldots) + \\ + \alpha^2(f_{20} + \tau f_{21} + \ldots) + \alpha^3 f_{30} + \ldots \quad (7')$$

Пусть фокальная поверхность определяется условием осуществления на ней фокусировки первого порядка по α. Отсюда получим уравнение для линии фокусов:

$$f_{10} + \tau f_{11} + \tau^2 f_{12} = 0. \quad (16)$$

Как хорошо известно, при $a_2 = {}^1/_8$ и $\tau = 0$ имеет место фокусировка второго порядка по α. Угол фокусировки равен $\pi\sqrt{2}$. Для частиц с $\tau \neq 0$ фокусировка первого порядка будет осуществляться при несколько отличном значении угла φ:

$$\varphi = \varphi_r = \pi\sqrt{2}(1 + \delta). \quad (17)$$

Разлагая функции (8) — (15) в ряд по δ вокруг $\varphi = \pi\sqrt{2}$ и подставляя результат в уравнение (16), получим

$$\delta \approx \tau\left(1 + \frac{63 - 15k}{16}\tau\right) \approx \varkappa\left(1 + \frac{47 - 15k}{16}\varkappa\right), \tag{18}$$

где

$$\varkappa = \frac{\Delta p}{p_0}, \quad \tau = \frac{\Delta p}{p} \approx \varkappa(1 - \varkappa + \varkappa^2).$$

Дисперсию определяет второй член уравнения (7′). Используя аналогичный метод, получим:

$$\eta(\tau) \approx \tau(f_{01} + \tau f_{02}) \approx 4\tau(1 + 3\tau) \approx 4\varkappa(1 + 2\varkappa); \tag{19}$$

отсюда дисперсия D равна:

$$D = \frac{d\rho}{dp} \approx 4(1 + 4\varkappa)\frac{\rho_0}{p_0}. \tag{20}$$

Мы видим, что дисперсия слабо зависит от выбора коэффициента a_3. Формулы (18) и (19) являются параметрическими уравнениями фокальной поверхности. Они позволяют легко найти наклон фокальной поверхности к радиусу [16] и ее кривизну K:

$$\operatorname{tg}\theta = \pi\sqrt{2}\lim_{\tau\to 0}\frac{\delta}{\eta} = \frac{\pi\sqrt{2}}{4} \approx 1{,}11; \quad \theta = 48^\circ \tag{20}$$

и

$$K = \frac{1{,}2}{\rho_0}(1 - 0{,}13k). \tag{21}$$

Наконец, для определения аберрации рассмотрим последние члены в уравнении (7′):

$$\Delta = \alpha^2 f_{20} + \alpha^3 f_{30} + \alpha^2\tau f_{21} \simeq \frac{3(1-k)}{32}\pi\sqrt{2}\,\alpha^3 + 2(3-k)\alpha^2\varkappa. \tag{22}$$

Таким образом, если при $k = 1$ ($a_3 = {}^1/_{16}$), как известно, осуществляется радиальная фокусировка третьего порядка по $\varkappa$, то при $k = 3$ ($a_3 = {}^3/_{16}$) имеет место фокусировка второго порядка для частиц с различной энергией.

Мы рассматривали до сих пор условия фокусировки плоского пучка частиц. Известно, что двойная фокусировка частиц с различной энергией имеет место лишь в поле, спадающем по радиусу как $1/\rho$. При $a_2 = {}^1/_8$ она нарушается. Рассмотрим этот эффект. Для этой цели воспользуемся известным уравнением, связывающим углы радиальной (ψ_r) и аксиальной (ψ_z) фокусировки [19]:

$$\frac{1}{\psi_r^2} + \frac{1}{\psi_z^2} = \frac{1}{\pi^2}; \tag{23}$$

подставляя сюда выражения (17) и (18), получим:

$$\psi_z = \pi\sqrt{2}(1 - \varkappa). \tag{24}$$

Отсюда легко найти выражение для изменения координаты изображения Δz:

$$\Delta z = -2\pi\sqrt{2}\,\rho_0\gamma\varkappa,$$

где $\gamma = \operatorname{tg}\varphi_z$. Следовательно, высота изображения будет превышать высоту источника на $4\pi\sqrt{2}\,\rho_0\gamma_{\max}\varkappa$.

В заключение напишем выражения для координат изображения ρ^*, z^* и базисной ширины линии B с полученными уточнениями для частиц с раз-

личным импульсом ($a_2 = {}^1/_8$). Уравнения справедливы на фокальной поверхности [18, 19].

$$\rho^* = \rho_0 - \Delta\rho + 4\varkappa\rho_0(1 + 2\varkappa) - \frac{4}{3}\rho_0\gamma^2 -$$

$$- \frac{5}{6}z_0^2 + \frac{3\pi\sqrt{2}(1-k)}{32}\alpha^3\rho_0 + 2(3-k)\alpha^2\varkappa\rho_0, \qquad (25)$$

$$z^* = -z_0 + \frac{\Delta\rho z_0}{3\rho_0} - \frac{8}{3}\rho_0\alpha\gamma - 2\pi\sqrt{2}\rho_0\gamma\varkappa, \qquad (26)$$

$$B = \left[\frac{s_1 + s_2}{4\rho_0} + \frac{1}{3}\gamma_{\max}^2 + \frac{5}{96}\cdot\frac{h^2}{\rho_0^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{3\pi\sqrt{2}\,|1-k|}{64}|\alpha_{\max}^3| + \frac{|3-k|}{2}\alpha_{\max}^2|\varkappa|\right](1 - 5\varkappa). \qquad (27)$$

Здесь h — высота источника, s_1 — его ширина, s_2 — ширина щели детектора. Появление общего сомножителя в формуле (27) связано с изменением дисперсии вдоль фокальной поверхности:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\rho}{pD} \approx \frac{\Delta\rho}{4\rho_0(1 + 5\varkappa)}.$$

Таким образом, магнитное поле с $a_2 = {}^1/_8$ и $a_3 = {}^3/_{16}$ осуществляет по углу φ_r радиальную фокусировку второго порядка заряженных частиц с различной энергией. Базисное уширение линии вследствие нарушения фокусировки третьего порядка составляет $\frac{3\pi\sqrt{2}}{32}\alpha_{\max}^3$. Дисперсия несколько изменяется вдоль фокальной поверхности. Вследствие нарушения условий аксиальной фокусировки светосила прибора для частиц с $\varkappa \neq 0$ несколько меньше, чем для частиц с энергией, соответствующей $H_0\rho_0$.

Приношу искреннюю благодарность С. А. Баранову и А. Ф. Малову за ряд ценных советов при обсуждении результатов данной работы.

Цитированная литература

1. Rutherford E. at al., Proc. Roy. Soc. (London), **139**, 617 (1933). Ibid., **142**, 347 (1933); Ibid., **145**, 235 (1934).
2. Cotton E., Ann. Phys., **6**, 481 (1951).
3. Reynolds F. L., Rev. Scient. Instrum. **22**, 749 (1951).
4. Гольдин Л. Л., Новикова Г. И., Третьяков Е. Ф., Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседания ОФМН, стр. 226. — Изд. АН СССР, М., 1955; Phys. Rev., **103**, 1004 (1956).
5. Asaro F., Reynolds F. L., Perlman I., Phys. Rev., **88**, 129 (1952).
6. Svartholm N., Arkiv Mat. Astron. Fysik., **33A**, *21* (1946).
7. Siegbahn K., Svartholm N., Nature, **157**, 872 (1946).
8. Svartholm N., Arkiv Mat. Astron. Fysik, **33A**. *24* (1946).
9. Huster E. et al., Z. Naturforsch., **10A**, 83 (1955).
10. Lee-Whiting G. E., Taylor E.A., Can. J. Phys., **35**, 1 (1957).
11. Wild H., Huber O., Helv. Phys. acta, **30**, 3 (1957).
12. Verster N. F., Physica, **16**, 815 (1950).
13. Павинский П. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 175 (1954).
14. Саулит В. Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 227 (1954).
15. Stoker P. H. et al. Physica, **20**, 337 (1954).
16. Баранов С. А., Малов А. Ф., Шлягин К. Н., ПТЭ, **1**, 3 (1956).
17. Rauli R., Arkiv fys., **10**, 175 (1956).
18. Малов А. Ф., Тезисы докладов на Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии. — Изд. АН СССР, 1957.
19. Siegbahn K. Beta- and gamma-ray spectroscopy.— Amsterdam, 1955. Русск. пер.— Изд. физ.-мат. лит-ры, М., 1959.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

П. С. САМОЙЛОВ

НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАСПАДЕ Am^{241}

Введение

Первые данные по исследованию спектров конверсионных электронов, возникающих при распаде $Am^{241} \rightarrow Np^{237}$, были получены в 1951 г. О'Келли [1]. В дальнейшем исследования проводились многими авторами. Область электронного спектра ниже 10 keV изучалась только в работах [2, 3]. Однако разрешающая способность и светосила спектрометров, использованных в этих работах, оказались недостаточными для того, чтобы хорошо разделить линии конверсионных и оже-электронов и обнаружить слабо интенсивные линии. Все исследователи, изучавшие спектры конверсионных электронов, находили в ядре Np^{237} шесть переходов с энергиями 26, 33, 43, 55, 60 и 99 keV. В то же время при β-распаде U^{237} в Np^{237} обнаруживалось гораздо большее число γ-переходов [4, 5].

Некоторые уровни и γ-переходы, известные в Np^{237} из исследования α- и γ-излучения Am^{241} [6, 7], также не обнаруживались по конверсионным электронам. Наконец, в 1957 г. Ньютоном [8] методом кулоновского возбуждения в ядре Np^{237}, наряду с известным γ-переходом 33 keV, обнаружены неизвестные ранее γ-переходы 42,8 и 76 keV. Что касается сведений о характеристиках γ-переходов, то данные различных авторов значительно расходятся между собой. Так, например, даже для самого интенсивного γ-перехода 60 keV относительные коэффициенты внутренней конверсии (КВК) на L-подоболочках, по данным различных работ, колеблются в пределах 70%. Измерение электронного спектра Am^{241} в опубликованных работах проведено в области энергий 1 ÷ 100 keV. С целью уточнения сведений о возбужденных уровнях и γ-переходах в ядре Np^{237} при α-распаде Am^{241} нами произведено измерение электронного спектра америция от 1 до 400 keV.

1. Методика измерений

Измерение электронного спектра производилось на универсальном β-спектрометре с двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [9]. В этом спектрометре используется магнитное поле осевой и зеркальной симметрии (типа Навинского [10]), которое можно представить в виде следующего ряда [11]:

$$H_z(r,0) = H_z(r_0,0)\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{r_0}-1\right)+\beta\left(\frac{r}{r_0}-1\right)^2+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{16}\left(\frac{r}{r_0}-1\right)^3+\frac{31}{256}\left(\frac{r}{r_0}-1\right)^4+\frac{59}{512}\left(\frac{r}{r_0}-1\right)^5-\ldots\right], \qquad (1)$$

где $H_z(r, 0)$ — вертикальная составляющая напряженности магнитного поля в средней плоскости межполюсного зазора на расстоянии r от оси симметрии; r_0 — средний радиус электронных орбит.

Известно, что в таком поле при изменении в определенных пределах коэффициента β двойная фокусировка сохраняется, но изменяется форма изображения. В используемом спектрометре без изменения конструкции магнита можно создавать поля, определяемые выражением (1) с коэффициентами $\beta = 1/8$, $1/4$, $3/8$ и $3/16$. Это достигается при помощи так называемых «пространственных» магнитных шимм, представляющих собой полу-

кольца из железа армко и устанавливаемых как непосредственно на краях конических полюсов, так и в воздушном зазоре между ними (рис. 1).

Таким образом, в спектрометре имеется возможность подобрать оптимальные условия для измерений электронных спектров с применением источников различных размеров и формы. В наших условиях, когда образцы имели размеры от 1×15 до 15×30 мм, оптимальным оказалось распределение магнитного поля, определяемое выражением (1) с коэффициентом $\beta=3/16$. В спектрометре заданное распределение магнитного поля должно сохраняться во всем диапазоне используемых значений напряженности.

При исследовании низкоэнергетического излучения Am^{241} электронный спектр необходимо измерять, начиная с энергий $2\div3$ keV. Тогда, например, при среднем радиусе электронных орбит $r_0=27$ см распределение поля вида (1) должно сохраняться, начиная с 6 Oe. Было экспериментально установлено, что при выбранном методе коррекции топография магнитного поля действительно сохраняется, начиная с напряженности в 5 Oe.

Благодаря этому электронные линии в области малых энергий при многократных повторениях измерений сохраняют свои относительную полуширину и положение по оси энергий (см. ниже, рис. 3).

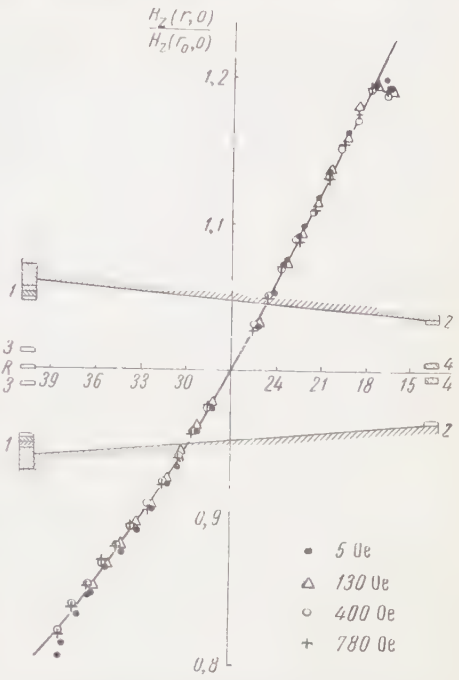


Рис. 1. Распределение магнитного поля в зазоре между полюсами магнита β-спектрометра. Сплошная кривая — теоретическая (1) при $\beta = 3/16$. Магнитные шиммы: *1* и *4* — для распределения поля при $\beta = 1/8$ и $\beta = 3/16$; *2* и *3* — при $\beta = 3/8$

Измерение напряженности магнитного поля производилось компенсационным методом с магнитонасыщенным пермаллоевым зондом. Точность измерения в области $H = 100$ Oe равна $2\cdot10^{-2}$%. Градуировка спектрометра производилась по K-конверсионной линии Cs^{137} [12] и L-конверсионным линиям Am^{241} согласно данным работы [7].

При измерении спектра нами было использовано 14 радиоактивных образцов, с которыми произведено 23 серии измерений. 12 источников наносились на алюминиевую фольгу (толщина 6 μ) или целлулоидные пленки (толщина 0,05 ÷ 0,2 μ) методом выпаривания. Они имели размеры от 1×15 до 7×35 мм и толщину активного слоя от 3 до 100 мкг $см^{-2}$. Прежде чем наносить водный раствор нитрата америция на органическую пленку, последняя покрывалась полупрозрачным слоем аквадага. Два источника, имеющие площадь по 2 $см^2$ и толщину активного слоя 0,26 мг $см^{-2}$ и 1,17 мг $см^{-2}$, соответственно, были изготовлены Хлебниковым [13]. В качестве индикаторов использовались счетчики Гейгера — Мюллера, приемные окна которых (размером от 1×15 до 20×35 мм) закрывались целлулоидной пленкой, пропускающей электроны с энергией около 2 keV. Многократные измерения спектра с интервалом времени между измерениями в несколько месяцев и с применением образцов различного происхождения показали, что вид спектра не меняется. Это дает основание считать, что все наблюденные нами электронные линии принадлежат Am^{241}.

2. Результаты измерений

Электронный спектр Am^{241}, представленный на рис. 2—6 (см. стр 1422), в области энергии 1 ÷ 3,9 keV состоит из мощных пиков оже-электронов $O_1 - O_7$. При более высоких энергиях наряду с пиками $O_8 - O_{15}$ оже-электронов имеются линии электронов внутренней конверсии (№ 1—100). Экспериментальные результаты изучения конверсионных электронов Am^{241} представлены в табл. 1, оже-электронов — в табл. 2. В табл. 1 для сравнения представлены данные, полученные в работах [2, 3, 14].

Интенсивности электронных линий определялись по их площадям в спектре. Для определения площади линии последняя достраивается до оси энергий по форме, определяемой ее верхней (разрешенной) частью. Если с конверсионной линией совпадает по энергии линия оже-электронов, то при определении интенсивности конверсионной линии из их общей интенсивности вычитается интенсивность оже-линии. Интенсивность последней принимается равной интенсивности ближайшей по энергии (хорошо разрешенной) линии, принадлежащей оже-переходу той же мультипольности.

Рассмотрим кратко особенности в идентификации γ-переходов.

Переход 26,36 keV

Конверсионные электроны этого перехода наблюдались только в работах [2, 3]. Однако конверсионные линии в них не отделены от линий оже-электронов. В наших измерениях (рис. 2, 5) конверсионные линии L_I-, L_{II}- и L_{III}-26 достаточно ясно отделены от линий оже-электронов и конверсионных линий других переходов. Линия L_{II}-26 справа совершенно не имеет фона рассеянных электронов, что дает возможность с хорошей точностью определить ее интенсивность.

Экспериментальное значение относительной интенсивности L-конверсионных линий (с учетом вклада, вносимого в них оже-электронами) следующее: $L_I : L_{II} : L_{III} = 55 : 81 : 100$ (по данным работ [2, 3] — 45 : 100 : 66). Наши результаты согласуются с расчетными значениями $L_I : L_{II} : L_{III} = 50 : 85 : 100$, приведенными в работе [16] для перехода типа $E1$.

Из M-конверсионных линий этого перехода, кроме всеми наблюдаемой линии M_I-26, нами наблюдены линии M_{IV} и M_V-26. Интенсивности линий M_{II}- и M_{III}-26 (закрытых более мощными линиями L_I- и L_{II}-43) определены нами по интенсивности линий M_I-26 и расчетному соотношению $M_I : M_{II} ; M_{IV} : M_V = 0,6 : 0,8 : 1,0 : 0,47 : 0,55$, приведенному в работе [5], согласно теоретическим данным Роуза для $E1$-перехода. Экспериментально наблюдаемая относительная интенсивность M-конверсионных линий (табл. 1) находится в качественном согласии с приведенными расчетными данными Роуза для перехода типа $E1$.

К конверсионным линиям γ-лучей 26 keV на N-подоболочках отнесены слабо разделившиеся линии 17 и 18. Линия 17 интерпретируется как конверсионная линия N_I-26. Интенсивность линии 18 превышает интенсивность M-конверсионных линий. Это объясняется тем, что в площадь линии 18, кроме линий $N_{II, III}$-26, дает большой вклад линия электронов конверсии γ-перехода 42,8 keV на L_{III}-подоболочке (см. далее). Интенсивность линии $N_{II} + N_{III}$-26 определена по интенсивности линии N_I-26 и расчетному соотношению $N_I : (N_{II} + N_{III})$ такому же, как для $M_I : (M_{II} + M_{III})$.

Переход 27 keV

В электронном спектре (рис. 2, 5) имеются линии 4,5; 9,5; 21,3 и 22,53 keV. Сильных групп оже-электронов с такой энергией у Np^{237} не имеется. Загрязнением образцов и другими случайными причинами их

Таблица 1

Экспериментальные результаты изучения спектра конверсионных электронов Am^{241}

Данные настоящей работы					Наблюдаемая энергия электронов			
№ электронных линий	E_e, keV	оболочка конверсии	энергия перехода, keV	интенсивность электронных линий, отн. ед.	[2]	[3]	[11]	Интенсивность электронных линий, отн. ед. [2]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	3,96	L_I	26,38	13,95	4,0	—	3,83	9,0
3	4,74	L_{II}	26,34	20,38	4,85	—	4,72	20,0
4	8,73	L_{III}	26,33	25,14	8,75	—	8,64	13,3
9	20,61	M_I	26,35	4,0	20,6	20,61	20,65	—
Совп. с 10	21,00	M_{II}	26,36	(6,0)	20,98	21,05	—	16,8
Совп. с 13	21,91	M_{III}	22,34	(7,0)	22,0	21,87	—	—
14	22,48	M_{IV}	26,33	1,6	—	—	—	—
16	22,72	M_V	26,38	1,0	—	—	—	—
17	24,83	N_I	26,33	3,0	24,84	25,00	24,88	26,0
18	25,04	$N_{II,III}$	26,36	(6,0)	—	—	—	—
20	26,03	O_I	26,38	2,0	—	—	—	—
	Среднее:		26,36 ($E1$)					
2	4,5	L_I	26,92	10,0	—	—	—	—
5	9,5	L_{III}	27,1	4,0	—	—	—	—
11	21,3	M_I	27,04	(3,0)	—	—	—	—
15	22,63	M_{III}	27,06	1,6	—	—	—	—
	Среднее:		27,03 ($M2$)					
6	10,74	L_I	33,16	55,0	10,75	10,82	10,72	50,8
7	11,55	L_{II}	33,15	17,5	11,6	11,62	11,56	11,6
8	15,5	L_{III}	33,10	11,74	15,64	15,55	15,53	12,0
21	27,46	M_I	33,2	21,57	27,52	27,46	27,4	—
22	27,81	M_{II}	33,17	5,76	27,81	27,84	27,74	34,0
23	28,75	M_{III}	33,18	5,79	28,81	28,8	28,7	—
24	31,7	N_I	33,2	8,75	31,78	31,73	31,64	11,0
25	32,75	O_I	33,11	2,6	—	32,87	32,84	—
	Среднее:		33,16 $M1$ (96%) + $E2$ (4%)					
18a	20,4	L_I	42,82	(2,0)	—	—	—	—
18	25,2	L_{III}	42,8	8,0	—	—	—	—
30	38,4	M_{III}	42,83	2,0	—	—	—	—
34	41,3	N_I	42,8	(2,0)	—	—	—	—
	Среднее:		42,81 ($M3$)					
10	20,96	L_I	43,38	33,36	21,06	21,05	20,92	39,7
12	21,78	L_{II}	43,38	31,87	21,78	21,87	21,77	32,7
19	25,78	L_{III}	43,38	31,76	25,79	25,85	25,74	25,6
Совп. с 29	(37,64)	M_I	—	(9,0)	37,65	37,71	—	11,5
То же	(38,0)	M_{II}	—	(8,5)	38,05	37,98	37,95	12,2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
31	38,95	M_{III}	43,38	8,5	38,98	39,05	38,98	—
32	39,52	M_{IV}	43,37	0,4	—	—	—	—
Совп. с 35	—	$N_{I,II}$	—	(3,0)	—	—	—	—
36	42,3	N_{III}	43,38	1,5	—	42,37	42,26	—
37	43,03	O_I	43,38	1,0	43,12	43,2	43,01	2,8
	Среднее:		43,38 $M1$ (83%) + $E2$ (17%)					
26	33,06	L_I	55,48	5,5	33,05	33,14	33,1	4
27	33,96	L_{II}	55,56	4,8	33,98	33,99	33,87	2,8
Совп. с 29	(38,0)	L_{III}	—	(4,8)	—	—	—	—
45	49,77	M_I	55,51	1,4	49,83	49,78	49,76	—
46	50,2	M_{II}	55,56	1,5	—	50,23	50,1	—
47	51,1	M_{III}	55,53	1,5	51,13	51,14	50,96	3,2
	Среднее:		55,52 $M1$ (83%) + $E2$ (17%)					
28	37,15	L_I	59,57	89,6	37,18	37,16	37,12	72,7
29	37,94	L_{II}	59,54	138,8	38,05	37,98	37,95	154,6
35	42,0	L_{III}	59,6	49,54	41,97	41,96	41,96	33,0
49	53,86	M_I	59,6	20,0	53,85	53,83	53,82	17,8
50	54,18	M_{II}	59,54	45,0	54,24	54,21	54,22	38,8
52	55,15	M_{III}	59,58	9,7	55,2	55,13	55,1	13,7
53	55,72	M_{IV}	59,57	2,3	55,84	55,74	55,68	—
54	56,04	M_V	59,7	2,0	—	—	—	—
55	58,05	N_I	59,55	6,0	58,14	58,07	58,05	14,8
56	58,24	N_{II}	59,56	13,0	—	58,25	58,22	—
58	58,6	N_{III}	59,68	2,0	—	—	—	—
59	59,22	O_I	59,56	6,3	59,26	59,31	59,2	4,2
	Среднее:		59,59 ($E1 + M2 + E3$)					
38	45,0	L_I	67,4	0,1				
39	45,7	L_{II}	67,3	0,1				
44	49,5	L_{III}	67,1	0,1				
	Среднее:		67,26 ($M3$)					
(42)	47,8	L_I	70,2	—				
43	48,5	L_{II}	70,1	0,1				
48	52,5	L_{III}	70,1	0,1				
61	64,2	M_I	69,9	0,1				
62	64,6	M_{II}	69,96	0,1				
63	65,9	M_{III}	70,3	0,1				
	Среднее:		70,1					
(51)	54,4	L_{II}	76,0	—				
57	58,4	L_{III}	76,0	0,1				

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
64	70,44	M_{II}	75,8	0,1				
65	71,35	M_{III}	75,78	0,1				
	Среднее:		75,9 ($E2$)					
66	77,40	L_{II}	99,0	1,26	77,73	77,37	77,26	—
68	81,28	L_{III}	98,88	0,75	81,28	81,4	81,3	—
71	93,7	M_{II}	99,06	0,4	93,36	—	93,44	—
72	94,7	M_{III}	99,13	0,2	94,32	—	94,4	—
74	97,8	N_{II}	99,12	0,1	—	—	97,7	—
75	98,98	O_{II}	99,1	0,05				
	Среднее:		99,05 ($E2$)					
67	80,0	L_I	102,42	0,074				
69	85,2	L_{III}	102,8	0,03				
73	97,35	M_I	103,1	0,03				
	Среднее:		102,8 ($M2$)					
2а	4,35	K	122,97	1				
76	100,8	L_I	123,22	0,05				
76а	101,6	L_{II}	123,2	0,02				
76в	105,0	L_{III}	122,6	0,05				
78	117,25	M	123,0	0,03				
78а	121,5	N	123,0	0,01				
	Среднее:		123,0 ($M3$)					
015	8,1	K	126,7	1				
76б	104,2	L_I	126,6	(0,02)				
76г	109,0	L_{III}	126,6	0,01				
78а	122,2	M_{III}	126,6	0,01				
78в	125,0	N	126,5	0,01				
	Среднее:		126,6 ($M2$)					
33	40,2	K	158,8	1,0				
79	137,8	$L_{I,\ II}$	159,4	0,05				
80	140,8	L_{II}	158,4	0,05				
85	152,7	M_I	158,4	0,03				
	Среднее:		158,8 ($M2$)					
40	46,5	K	165,1	0,1				
81	142,8	L_{II}	164,4	0,05				
83	147,2	L_{III}	164,8	0,05				
	Среднее:		164,8					

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
41	47,6	K	166,2	0,1				
82	145,0	L_{II}	166,6	0,05				
84	149,0	L_{III}	166,6	0,05				
	Среднее:		166,5					
70	89,2	K	207,8	0,04				
87	184,8	L_{II}	207,2	0,01				
89	201,6	M_I	207,3	0,01				
	Среднее:		207,4 ($M1$)					
77	115,8	K	234,4	0,01				
90	212,15	L_I	234,6	0,0004				
92	216,8	L_{III}	234,3	0,005				
	Среднее:		234,4 ($M2$)					
84	149,0	K	267,6	0,002				
93	246,8	L_{II}	268,4	0,01				
	Среднее:		268,0 ($E3$)					
88	185,8	K	304,4	0,01				
95	281,6	L_I	304	0,001				
96	287,5	L_{III}	305,1	0,001				
97	299	M	304,5					
	Среднее:		304,5					
91	214,5	K	333,1	0,004				
98	311,4	L_I	333,8	0,001				
	Среднее:		333,4					
94	251,0	K	369,6	0,01				
99	347,0	$L_{I,II}$	369,4	0,001				
100	351,5	L_{III}	369,1	0,001				
	Среднее:		369,4					
(98)	311,4	(K)	430	0,0005				
(101)	405,5	(L_I)	427,9	0,0005				
(102)	413,0	(L_{III})	430,6	0,0005				
	Среднее:		429,5					

появление объяснить нельзя, так как они обнаружены в пяти сериях измерений (рис. 5), проведенных с различными источниками и счетчиками.

Исходя из энергии этих линий, мы полагаем, что они являются соответственно L_I-, L_{III}-, M_I- и M_{III}-конверсионными линиями γ-перехода

27 keV. Судя по относительной интенсивности линий $\frac{L_I}{L_{III}} = 3$ и отсутствию линии L_{II}-27, следует предположить, что γ-переход 27 keV является $M2$-переходом.

Переход 33,16 keV

Интенсивность L_I-, L_{II}- и L_{III}-конверсионных линий определялась с учетом вклада, вносимого в них соответствующими группами оже-электронов. Экспериментальное значение относительной интенсивности этих, а также M-конверсионных линий следующее: $L_I : L_{II} : L_{III} = 4{,}6 : 1{,}4 : 1$; $M_I : M_{II} : M_{III} = 3{,}7 : 1 : 1$; $M/L = 0{,}3$.

В работах [2, 3, 14] относительные значения интенсивностей L-конверсионных линий соответственно найдены равными. 4,2 : 1 : 1; 4 : 1 : 1 и 3 : 1 : 1. Из спектра, приведенного в работе [2], видно, что заниженные по сравнению с нашими данными значения интенсивностей L_I- и L_{II}-конверсионных линий получены, по-видимому, из-за недостаточно точного учета фона рассеянных электронов. Исходя из относительной интенсивности L-конверсионных линий, все авторы приходят к выводу, что γ-излучение 33 keV имеет смешанную мультипольность $M1 + E2$. По нашим данным, если воспользоваться теоретическими значениями KBK Слива и Банд [17], $M1$ составляет 96%, а $E2$ — 4%. Что касается величины отношения M/L, то, как показано на основании анализа экспериментальных данных Листенгартеном [18], в большом интервале значений энергии для мультиполей $M1$ и $E2$ это отношение действительно колеблется около 0,3.

Переходы 42,8 и 76 keV

В работе [8] у Np^{237} возбужден уровень 76 keV и наблюдены γ-переходы 42,8 и 76 keV. В нашей работе γ-переход 42,8 keV идентифицирован по конверсионным линиям L_{III}-42,8, L_I-42,8 и M_{III}-42,8. Линия L_{III}-42,8 совпадает по энергии с конверсионной линией N_{II}-26,36. Интенсивность конверсионной линии L_{III}-42,8 определена как разность между полной интенсивностью линии 18 и интенсивностью линий $N_{II, III}$-26,36.

Линия M_{III}-42,8 маскируется сильными линиями L_{II}-60 и M_{III}-43,4. Однако

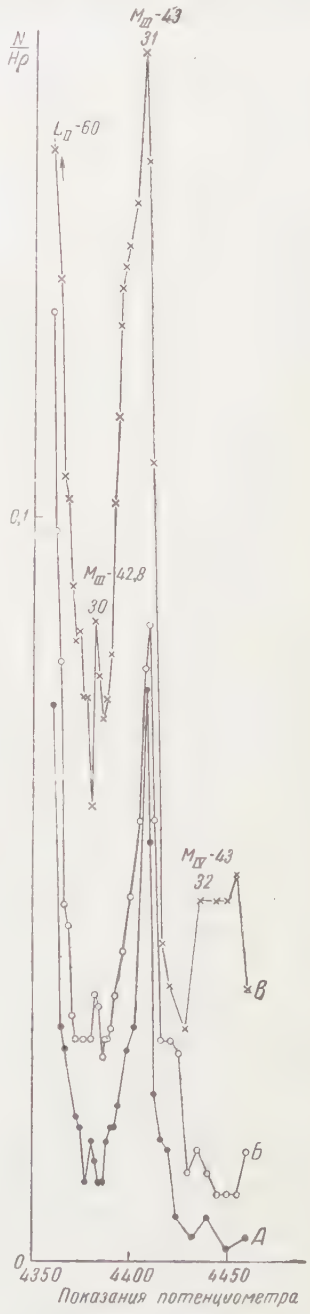


Рис. 4. Конверсионная линия M_{III}-42,8; измерения с образцом: A — 4 мкг см$^{-2}$ (2 × 20 мм). Приемное окно счетчика 2 × 26 мм; B — 10 мкг см$^{-2}$ (2 × 20 мм), приемное окно 1,5 × 20 мм; B — 10 мкг см$^{-2}$ (2 × 26 мм); приемное окно 2 × 26 мм

при многократных измерениях этого участка спектра с различными источниками линия M_{III}-42,8 неизменно выявляется (см., например, рис. 4 и график B на рис. 3). Что касается γ-перехода 76 keV, то в

работе [8] он идентифицирован менее определенно, чем переход 42,8 keV. В наших измерениях этот γ-переход обнаруживается также только по слабоинтенсивным M_{II}- и M_{III}-конверсионным линиям; L-конверсионные линии маскируются сильными линиями M_{II}-60 и N_{II}-60.

Переходы 43,38 и 55,52 keV

Эти γ-переходы у всех авторов охарактеризованы как $(M1+E2)$. По нашим данным, эта смесь состоит из 83% $M1$ и 17% $E2$. Интересно заметить, что интенсивность конверсионной линии M_{IV}-43,4 в 22 раза слабее интенсивности линии M_{III}-43,4.

Переход 59,57 keV

Произведено пять серий измерений, в которых L_I-, L_{II} и L_{III}- конверсионные линии этого перехода почти полностью разделились практически при отсутствии фона рассеянных электронов. Из этих измерений найдено, что $L_I : L_{II} : L_{III} = 1{,}8 : 2{,}9 : 1{,}0$. При определении интенсивности L_{II}-конверсионной линии учтено, что в площадь линии 29 вносят вклад линии M_I- и M_{II}-43, а также L_{III}-55. Интенсивности первых двух линий приняты равными интенсивности M_{III}-43, которая полностью отделена от L_{II}-60, а интенсивность линии L_{III}-55 — равной интенсивности L_{II}-55.

В работах [2, 3, 14, 18] значения L_I:L_{II}:L_{III}, соответственно, получены следующими: 2,2:4,7:1; 1,7:3,3:1; 1,5:3,3:1; 2,4:4,7:1. Возникает вопрос, почему данные отдельных авторов по определению L_I:L_{II}:L_{III} так сильно расходятся между собой и какие из этих данных ближе к истине. Для выяснения этого вопроса нами специально создавались такие экспериментальные условия, при которых получены результаты, близкие к данным некоторых работ. Оказалось, что сильно завышенные, по сравнению с нашими, значения интенсивностей L_I- и L_{II} конверсионных линий [2, 19] получаются при использовании узких источников с большой толщиной активного слоя, когда линии L_I и L_{II} плохо разделяются и находятся на большом фоне рассеянных электронов. В работе [3] L_I- и L_{II}-конверсионные линии разделены хорошо, но также находятся на столь сильном фоне рассеянных электронов, что учесть вклад посторонних линий в L_{II}-60 очень трудно. Ясно, что без такого учета интенсивность этой линии получится несколько завышенной. Наши измерения свободны от указанных недостатков.

Согласно теоретическим данным Слива [17], при $E_\gamma = 60$ keV для мультиполя $E1$ относительные КВИ следующие: L_I:L_{II}:L_{III} = 0,125:0,105:0,10. Как видно, экспериментальные значения L_I:L_{II}:L_{III}, полученные во всех работах, не соответствуют теоретическим значениям для чистого $E1$-перехода. В работе [20] найдено, что абсолютный коэффициент L-конверсии γ-перехода 60 keV равен $0{,}72 \pm 0{,}07$, в то время как для чистого $E1$-перехода он должен быть равен 0,32. Таким образом, экспериментальные данные указывают на то, что переход 60 keV не является чистым $E1$-переходом.

Относительные коэффициенты конверсии на M-подоболочках, по нашим данным: M_I:M_{II}:M_{III}:M_{IV}:M_V = 2,1:4,5:1:0,25:0,1. Из пяти серий измерений отношение $(M_I + M_{II})$:M_{III} найдено равным $6{,}4 \pm 0{,}2$, что превышает $(L_I + L_{II})$:$L_{III} = 4{,}6$. Отношение M/L, по данным работы [18], следует ожидать равным примерно 0,3. В данном случае оно действительно равно 0,35.

Относительная интенсивность N-конверсионных линий, по нашим данным, равна N_I:N_{II}:N_{III} = 3:6,5:1. Отношение $(N_I + N_{II})$:$N_{III} = 9{,}5$. Оно заметно превышает аналогичное отношение для L- и M- подоболочек. Отношение N/M равно 0,26, что соответствует данным работы [18].

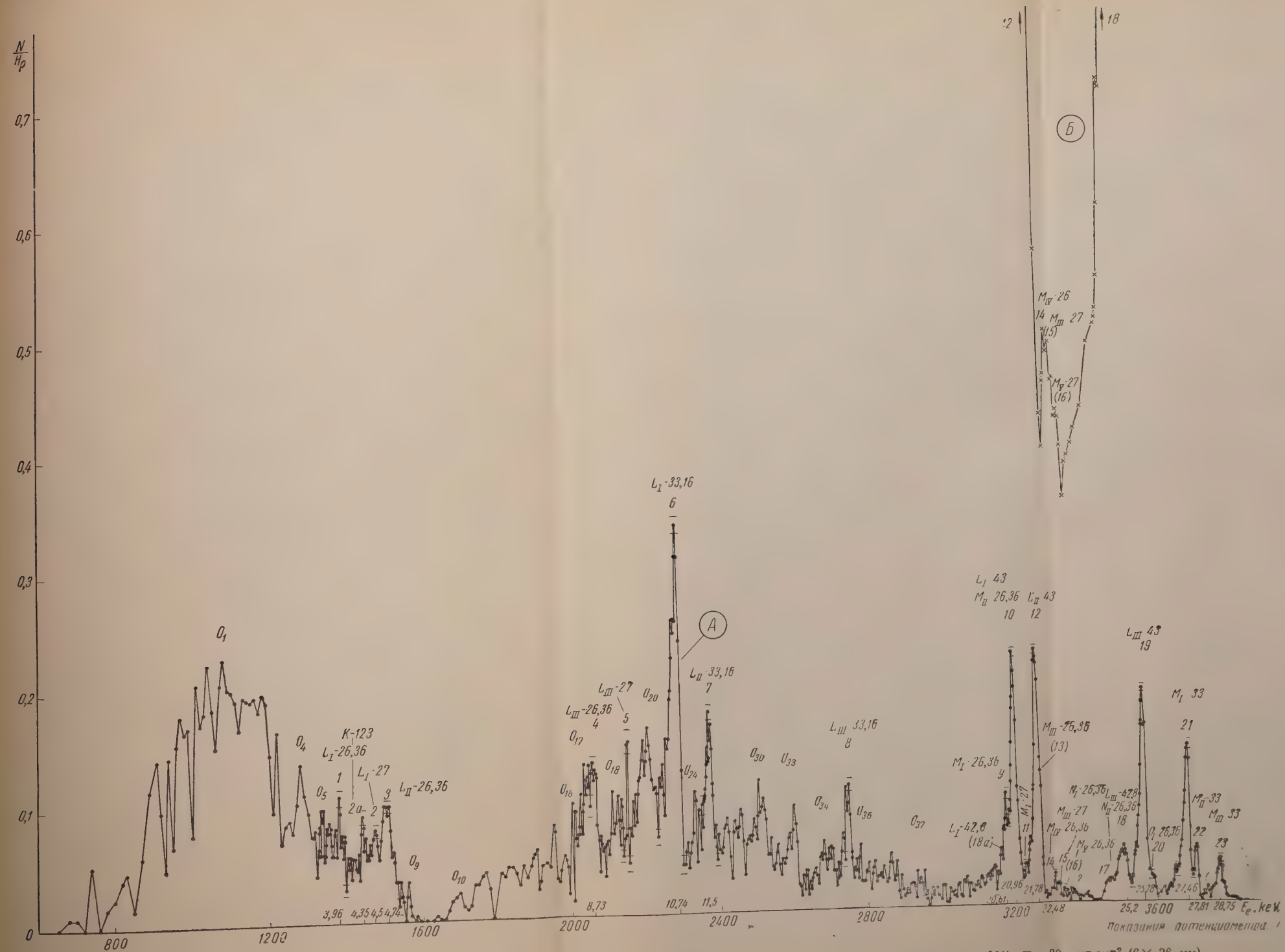


Рис. 2. Электронный спектр Am^{241} в области 1÷35 keV: *А* — участок, измеренный с образцом 4 мкг см$^{-2}$ (размер 2 × 20 мм; Ω = 0,4%), *Б* — 30 мкг см$^{-2}$ (6× 26 мм)

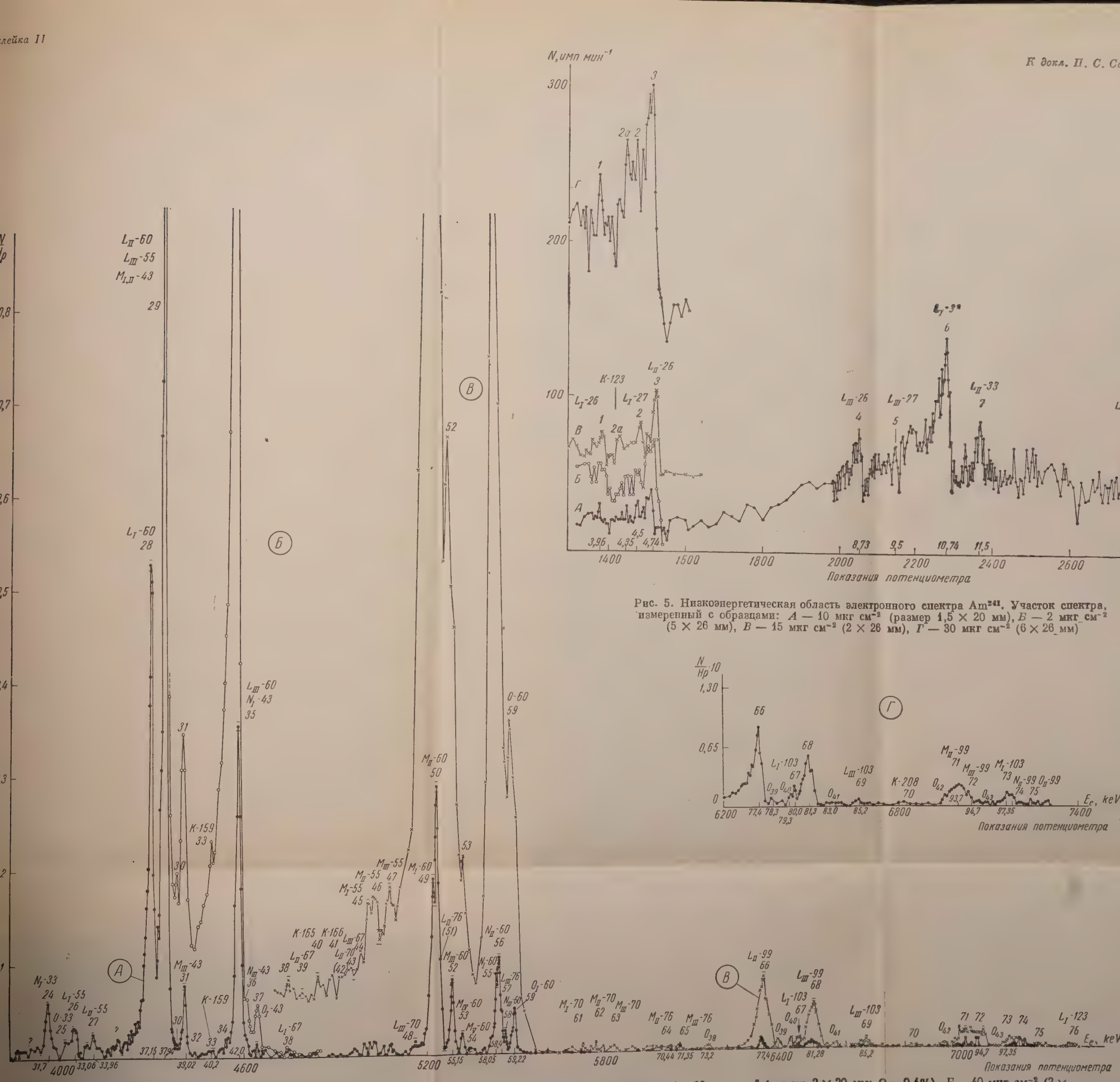


Рис. 3. Электронный спектр Am^{241} в области $35 \div 100$ keV. Участок, измеренный с образцами: A — 10 мкг см$^{-2}$ (размер 2×20 мм; $\Omega = 0{,}4\%$), B — 40 мкг см$^{-2}$ ($2 \times \times 20$ мм), B — 30 мкг см$^{-2}$ (6×25 мм). $Г$ — 60 мкг см$^{-2}$ (3×26 мм)

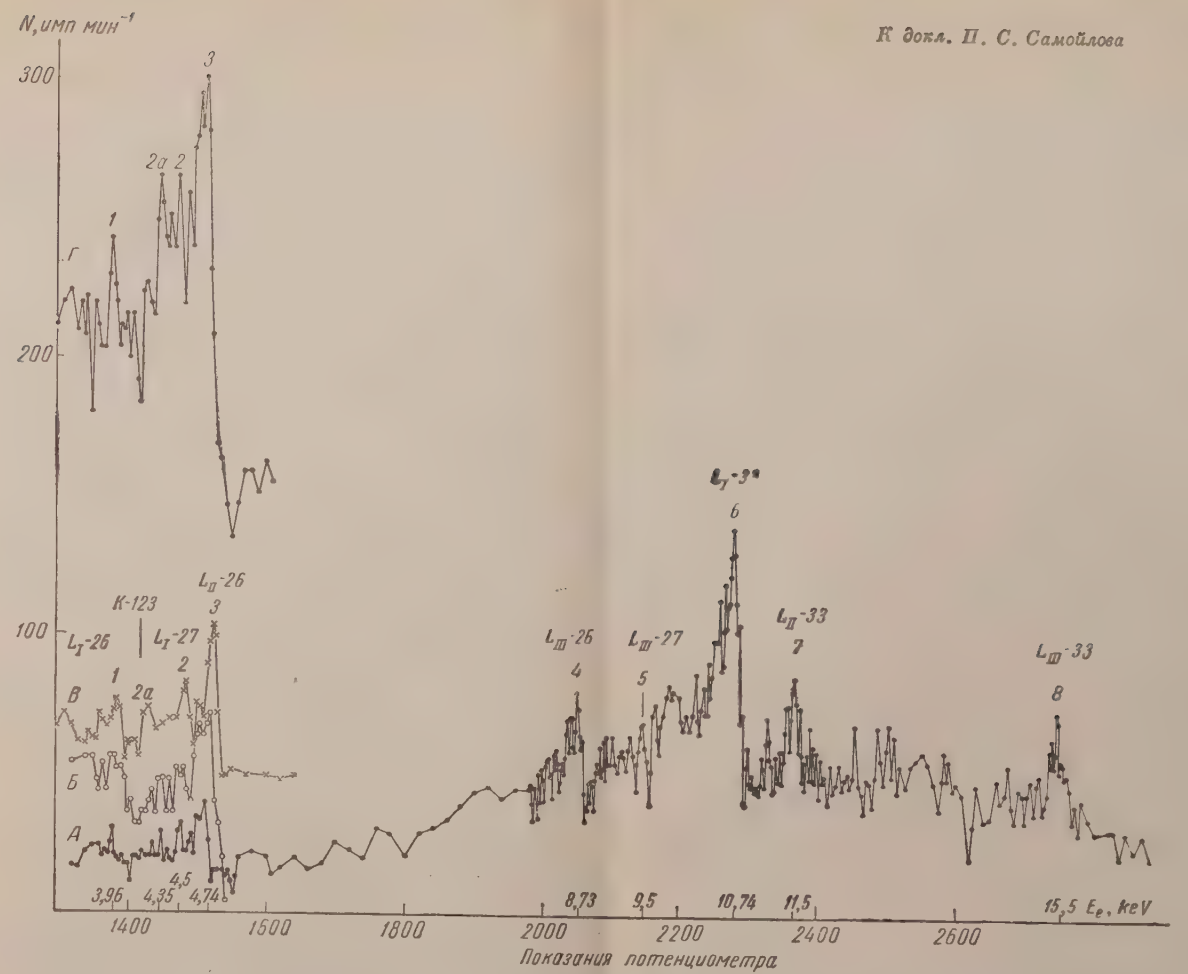


Рис. 5. Низкоэнергетическая область электронного спектра Am^{241}. Участок спектра, измеренный с образцами: A — 10 мкг см$^{-2}$ (размер $1{,}5 \times 20$ мм), B — 2 мкг см$^{-2}$ (5×26 мм), B — 15 мкг см$^{-2}$ (2×26 мм), $Г$ — 30 мкг см$^{-2}$ (6×26 мм)

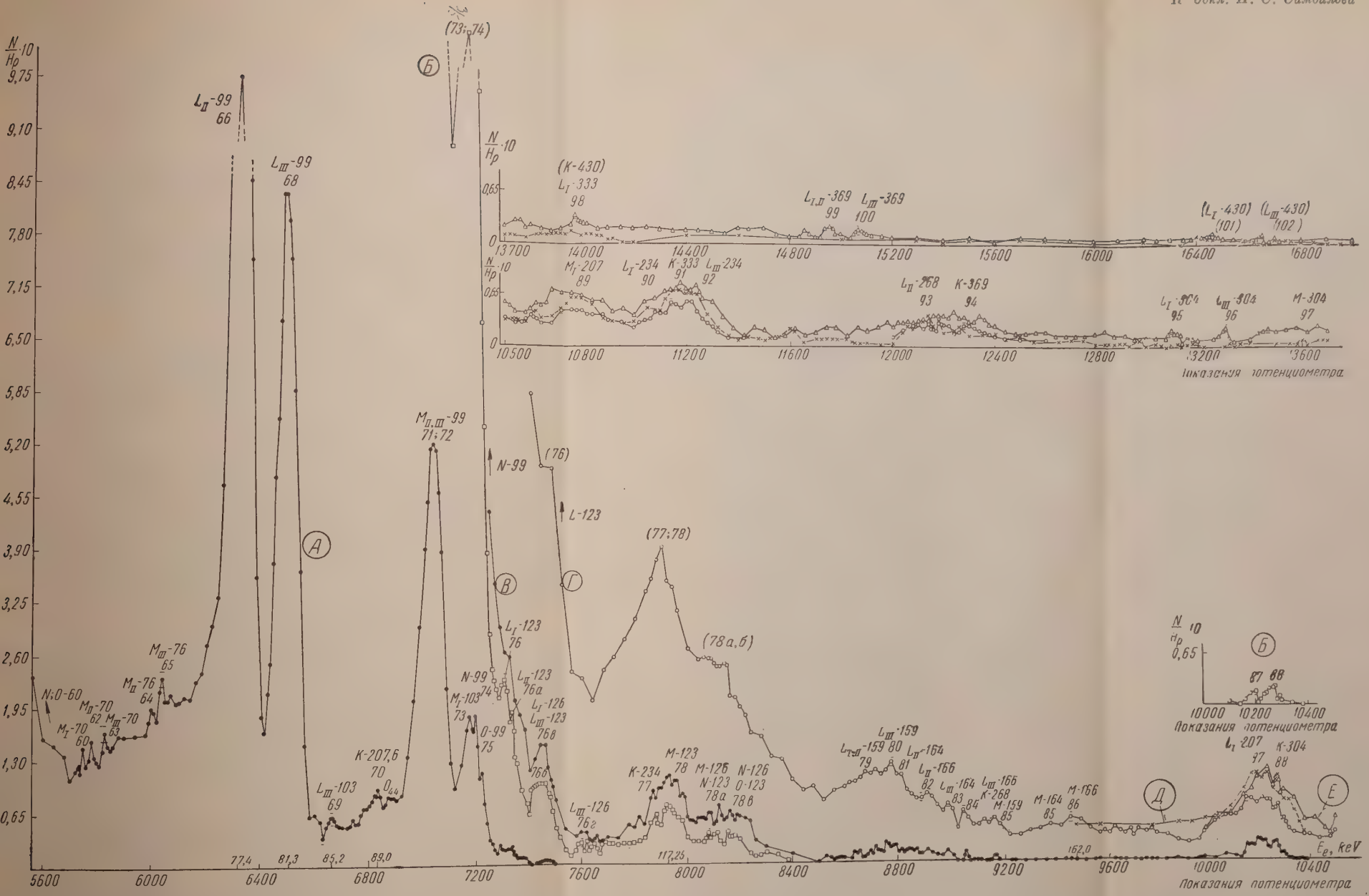


Рис. 6. Участки электронного спектра Am^{241} в области 100÷400 keV. Участок спектра, измеренный с образцами: *А* — 260 мкг см$^{-2}$ (размер 2 см^2, $\Omega = 0{,}4\%$); *Б* — 1170 мкг см$^{-2}$ (2 см^2; $\Omega = 0{,}4\%$), *В* — 1170 мкг см$^{-2}$ (2 см^2; $\Omega = 0{,}4\%$), *Г* — 1170 мкг см$^{-2}$ (2 см^2; $\Omega = 0{,}6\%$), *Д* — 720 мкг см$^{-2}$ (4 см^2; $\Omega = 0{,}8\%$)

Переход 67 keV

В работе [3] в электронном спектре Am^{241} наблюдена слабая линия 45,3 keV, относительно которой делается два предположения: либо она принадлежит Pu^{239}, примесь которого имелась в образце, либо является конверсионной линией γ-излучения 67 keV. Мы наблюдали три конверсионные линии: 45,0; 45,7 и 49,5 keV, которые приписали γ-переходу 67 keV. На основании того, что этот γ-переход не наблюден в γ-лучах и слабо конвертирует в L_{III}-подоболочке, можно предположить, что он типа $M3$.

Переход 70 keV

В литературе сведений об этом переходе нет. Нами наблюдены очень слабые (рис. 3) конверсионные линии: 43, 48, 61, 62 и 63, подтверждающиеся в нескольких измерениях. Эти линии приписаны γ-переходу 70 keV. Однако точность измерения энергий для этих линий мала. Поэтому среднее значение для энергии перехода, полученное по конверсионным линиям, на 0,45 keV расходится с разностью энергией уровней между которыми предполагается этот переход.

Переход 99,1 keV

Это γ-излучение является самым слабым из наблюдавшихся в предыдущих работах. Из нескольких серий измерений (рис. 3, графики $Б$ и $В$, рис. 6, $А$) получена относительная интенсивность L-конверсионных линий L_{II}:L_{III} = 1,68:1, что согласуется с теоретическими данными Слива для перехода типа $E2$.

Переход 102,8 keV

О конверсионных электронах этого перехода в литературе сведений нет. По исследованию γ-излучения наиболее ясно его существование показано в работе [21]. Нами этот переход идентифицирован по электронным линиям L_I-80,0, L_{III}-85,2 и M_I-97,35. Конверсионной линии L_{II}-103 не обнаружено. Экспериментальное значение отношения L_I:L_{III} = 2,5:1 ближе всего подходит к теоретическому значению для перехода $M2$. Отметим, что конверсионные линии этого перехода достаточно хорошо отделены от близко расположенных к ним линий оже-электронов типа $(K - L_iL_j)$.

Переходы 123 и 126,6 keV

О γ-переходе 123 keV в литературе сведений нет. В работах [20,21] указывается на существование перехода 128 keV. Нами наблюдены линии 2а, 7б, 7ба, 7бв, 7в и 7ва (рис. 6), которые приписаны γ-переходу 123 keV. Линия 7бв имеет очень широкую вершину. Это, по-видимому, объясняется тем, что L_{III}-конверсионная линия γ-перехода 123 keV не отделена от L_I конверсионной линии γ-перехода 126,6 keV (рис. 6, 7бб); работы [20, 21] несомненно указывают на существование такого перехода. Электронные линии 7бг, 7ва и 7вв (рис. 6) также отнесены к γ-переходу 126,6 keV.

Судя по относительной интенсивности L конверсионных линий (табл. 1), можно предположить, что γ-переход 123 keV — типа $M3$, 126,6 keV — типа $M2$.

Переход 158, 8 keV

Прямой γ-переход с уровня 159 keV на основной уровень Np^{237} наблюдался в работах [7, 21]. Конверсионные электроны этого излучения наблюдать не удавалось. Нами наблюдены электронные линии 33; 79; 80; 85, которые приписаны переходу 158,8 keV. K-конверсионная линия (33) отчетливо наблюдалась во всех сериях измерений. L — M конверсионные линии — это очень слабые линии, и они плохо разделены от конверсионных линий γ-переходов 164 и 166 keV (рис. 6).

Переходы 164,7 и 166,5 keV

Наблюдаемая в работе [3] слабая электронная линия 47,6 keV интерпретировалась как конверсионная линия γ-перехода 166 keV. В работе [21] обнаружен γ-переход 166 keV. Мы наблюдали слабые электронные линии 40; 41 (рис.3, график *B*), которые интерпретировали, соответственно, как *K*-конверсионные линии γ-переходов 164,7 и 166,5 keV. *L*-конверсионные линии этих переходов еще более слабы; мы смогли наблюдать их только с образцом, имеющим площадь 2 см² и толщину активного слоя 1,17 мг см$^{-2}$ (рис. 6, график *Г*).

Отметим, что, по нашим данным, интенсивность *K*-конверсионных линий γ-переходов 158,8; 164,7 и 166,5 keV превосходит интенсивность *L*-линий более чем в 10 раз. Однако ввиду слабой интенсивности конверсионных линий заключения о мультипольности этих γ-переходов невозможно сделать.

Переходы 207,8; 234,4 и 268 keV

γ-Излучение 268 keV наблюдено в работе [7]. О γ-излучении 234 keV в литературе сведений нет. γ-Излучение 208 keV хорошо известно из работ [7, 21, 22] и др. Еще Вагнер и др. [22] нашли, что оно типа *M*1. По нашим данным, для него отношение $K : L = 4$, что характерно для магнитного дипольного излучения.

L-Конверсионная линия (пик 87) этого γ-перехода почти совпадает с *K*-конверсионной линией γ-перехода 304,4 keV. Но на рис. 6 (график *Б*) эти линии достаточно ясно разделились. Переход 268 keV идентифицирован по очень слабым линиям, которые наблюдены с применением источника, имеющего размеры 2 см² (толщина активного слоя 1,17 мг см$^{-2}$) и счетчика с приемной щелью 20 × 30 мм. Ввиду этого *K*- и *L*-конверсионные линии перехода 268 keV плохо отделены соответственно от конверсионных линий L_{III}-66 и *K*-369. Так как для этого перехода $K/L = {}^1/_5$ и не обнаружено L_I- и L_{III}-конверсионных линий, то можно предположить, что он типа *E*3.

Переходу 234 keV приписаны линии 77, 90 и 92. На спектре (рис. 6, *Б*) линия *K*-234 достаточно ясно отделена от линии *M*-123. Но ввиду плохого разделения *L*-конверсионных линий заключение о мультипольности перехода 234 keV сделать не удалось.

Переходы 304,4 keV

Гольдиным и др. [6] в α-излучении Am^{241} обнаружена слабоинтенсивная (~0,002%) группа α-частиц, соответствующая уровню 305 keV Np^{237}. γ-лучей или конверсионных электронов, связанных с этой группой α-частиц, обнаружено не было. Нами наблюдены электронные линии 185,8; 281,6; 287,5 и ~299 keV, которые приписаны переходу с уровня 304,4 keV на основной уровень Np^{237}.

Переходы 333,4 и 369,4 keV

При использовании образцов, имеющих площадь 4 см² и толщину активного слоя 0,720 мг см$^{-2}$ (при этом используемый телесный угол спектрометра $\Omega = 0{,}8\%$ от 4π), нами обнаружены очень слабые линии 91, 94, 98, 99 и 100 (рис. 6), которые интерпретированы как конверсионные линии γ-переходов 333,4 и 369,4 keV. Эти слабые γ-переходы в Np^{237} наблюдались только при β-распаде U^{237} [4, 5].

Другие γ-переходы и оже-переходы

Кроме электронных линий, отнесенных к рассмотренным γ- и оже-переходам, в высокоэнергетической области спектра обнаружены чрезвычайно слабые линии (101) и (102) (рис. 6), а в области малых энергий — сильные линии O_1, O_4, O_{2_0}, O_{3_0}, O_{33} и другие (рис. 2—6).

Возможно, что линии (101) и (102) являются L-конверсионными линиями γ-перехода 430 keV. На существование уровня с энергией около 430 keV у Np^{237} указывается в работах [4, 22]. Сильные электронные линии в области малых энергий, по-видимому, являются результатом наложе-

Таблица 2

Интерпретация некоторых линий оже-электронов при распаде Am^{241}

№ пика	E_e, keV	Характер перехода	Энергия электронов keV, [15]	Интенсивность оже-линий, отн. ед.*
O_1—O_9	1—5,06	$M_i - N_j N_k$ $M_i - N_j O_k$ $M_i - O_j O_k$		
O_{10}—O_{36}	6—15,8	$L_i - M_j M_k$ $L_i - M_j N_k$		
O_{37}	16,1—20,8	$L_{II} - M_{IV} N_{II}$ $L_{I,II} - N_j N_i$ $L_{I,II} - O_j N_i$ $L_{I,II} - O_j O_i$		
O_{38}	73,2	$K - L_I L_I$	73,41	
		$K - L_I L_{II}$	74,24	0,034
O_{39}	78,3	$K - L_I L_{III}$	78,26	0,075
O_{40}	79,3	$K - L_{II} L_{III}$	79,04	0,067
O_{41}	83,0	$K - L_{III} L_{III}$	83,06	0,053
O_{42}	90—93	$K - L_{I,II} M_{I,II}$	≈92,0	0,05
O_{43}	94—96	$K - L_{III} M_{III-V}$	≈96,0	0,027
O_{44}	90,5	$K - L_I M_I$	90,5	0,01
O_{45}	107—111,3	$K - M_i M_j$	110	0,01

* Интенсивность определена в тех же единицах, что и интенсивность конверсионных электронов.

ния близких по энергии линий нескольких групп оже-электронов. В настоящее время ввиду отсутствия расчетных данных по интенсивности оже-переходов интерпретировать все линии оже-электронов не представляется возможным. Интерпретация некоторых оже-переходов типа $K - L_i L_j$ и $K - L_i M_j$ дана в табл. 2. Энергия оже-электронов с учетом ионизации атома взята из работ [5,23]. Как видно из табл. 2, среди оже-электронов $K - L_i L_j$ не наблюдены только электроны группы $K - L_{II} L_{II}$, хотя они ничем не маскируются.

3. Обсуждение результатов

Схема распада Am^{241} и схема уровней Np^{237}

Схема распада Am^{241} и уровней Np^{237}, включающая экспериментальные данные до 1958 г., представлена в работе [24]. В этой схеме приводятся следующие девять γ-переходов: 26; 33; 42,8; 43,4; 55; 60,76; 99 и 103 keV. В литературе нет сведений о наблюдении конверсионных электронов γ-переходов 42,8; 76 и 103 keV. Нами эти переходы подтверждены по конверсионным электронам.

Подтверждено также существование переходов 127, 159, 208, 166 и 268 keV, наблюденных ранее только по исследованию γ-лучей, сопровождающих распад Am^{241}.

Дополнительно к указанным γ-переходам, исходя из наблюдения соответствующих групп конверсионных электронов, выдвигается предположе-

ние о существовании следующих γ-переходов: 27; 67; 70; 164,7; 123; 234; 304,4; 333 и 369 keV. Переходы 27; 76 и 42,8 keV подтверждают существование уровня 76 keV, полученного только методом кулоновского возбуждения и являющегося вторым возбужденным уровнем ротационной полосы [25]: 0(5/2⁺); 33(7/2⁺); 76(9/2⁻). Переходы 67; 123 и 166,5 keV подтверждают уровень 226 keV, установленный только из спектра α-частиц Am^{241} [3, 6].

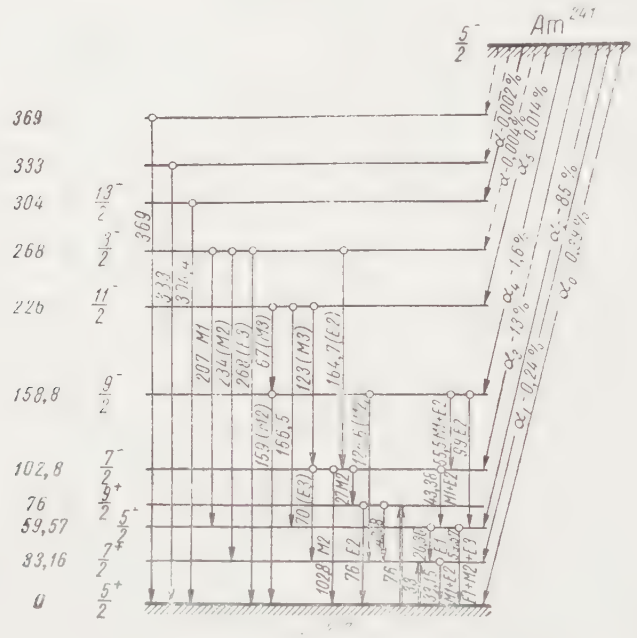


Рис. 7. Схема распада Am^{241} и уровней Np^{237}

Переход 304,4 keV подтверждает существование уровня 304 keV, впервые установленного также только из α-спектра Am^{241} [6] и принимаемого за верхний возбужденный уровень ротационной полосы: 60 (5/2⁻), 103 (7/2⁻), 159(9/2⁻), 226 (11/2⁻) и 304 (13/2⁻).

Наличие γ-переходов 208, 234 и 268 keV, 42,8 и 76 keV свидетельствует о существовании при распаде Am^{241} слабоинтенсивных (~0,004%) групп α-частиц с энергией 5273 и 5464 keV. Уровни 333 и 369 keV также свидетельствуют о существовании групп α-частиц, соответственно с энергией около 5208 и 5172 keV и интенсивностью менее 0,001%.

Схема распада Am^{241} и уровней Np^{237}, дополненная на основании наших экспериментальных данных, представлена на рис. 7. Мультипольности γ-переходов, установленные не вполне достоверно, заключены в скобки.

Рассмотрим вопрос о мультипольности переходов 26 и 60 keV. Белинг, Пьютон и Роуз [23] установили, что γ-излучение 26,36 keV есть электрический диполь. Однако относительные КВК перехода 26 keV на L-подоболочках, по данным работ [2, 3], не согласуются с теоретическим значением КВК для $E1$-перехода. Нильсон и Расмуссен [26] считают КВК этого перехода аномальными и объясняют аномалию влиянием структуры ядра на КВК [27]. Как следует из наших экспериментальных данных для γ-перехода 26 keV, относительные КВК на L-подоболочках согласуются со значением этих величин для чистого $E1$-перехода.

Аномалия в работах [2, 3] получена, по-видимому, вследствие того, что в интенсивность L_{II}-конверсионной линии из-за недостаточного разрешения вошли интенсивности не разделенных от нее L_I- и K-конверсионных линий γ-переходов 27 и 123 keV, неизвестных до настоящей работы.

Существование γ-переходов 27 и 123 keV нельзя считать окончательно установленным. Однако, как видно из спектра, электронные линии 2 — L_I-27 и 2а — K-123 не принадлежат γ-переходу 26 keV. Таким образом, КВК γ-перехода 26 keV не являются аномальными, и этот случай нельзя рассматривать как подтверждение эффекта влияния структуры ядра на КВК.

Отметим, что в работе [28] было рассмотрено влияние структуры ядра на КВК запрещенных $M1$-переходов и показано, что вклад объема ядра может быть существенным лишь при очень строгом выполнении условий одночастичной модели. Примесь к одночастичным волновым функциям ядра функций других конфигураций с амплитудой порядка или больше 2% приводит КВК к значению, не зависящему от структуры ядра.

В случае $E1$-перехода требования к чистоте модели гораздо выше. В данном случае, по-видимому, строгого сохранения чистоты модели нет.

Что касается перехода 60 keV, то полученные нами экспериментальные значения относительных коэффициентов внутренней конверсии этого перехода, хотя и сильно отличаются от теоретических значений для перехода типа $E1$, но все же значительно меньше, чем по данным работ [2, 3, 14, 19].

Однако как результаты других авторов, так и наши не удается объяснить, как это предложено в [3], смесью мультиполей $E1 + M2 + E3$, если не учитывать интерференции между мультиполями в конверсионном переходе.

Возможно, что с учетом интерференции мультиполей $E1 + M2 + E3$ экспериментально наблюдаемый нами ход $L_I : L_{II} : L_{III}$ объяснить можно. Не исключено также, что в данном случае, когда переход 60 keV не является чистым $E1$-переходом, причиной аномальных значений КВК, как предположили Нильсон и Расмуссен [26], является влияние структуры ядра на КВК.

В заключение приношу глубокую благодарность Д. В. Тимошуку и П. Е. Спивак за ряд полезных советов, Д. П. Гречухину и М. А. Листенгартену за участие в обсуждении результатов и М. Ф. Кармалысу и Л. Е. Морозовой за помощь в работе.

Цитированная литература

1. O' Kelley G. D., Диссертация.— Universite de California, 1951.
2. Баранов С. А., Шлягин К. Н. Доклады на конференции по мирному использованию атомной энергии.— Изд. АН СССР, М., 1955.
3. Rosenblum S., Valadares M., J. phys. et radium, **18**, 609 (1957).
4. Баранов С. А., Шлягин К. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., **30**, 225 (1956).
5. Rasmussen J. O., Canavan F. L., Hollander J. M., Phys. Rev., **107**, 141 (1957).
6. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Доклады на конференции по мирному использованию атомной энергии.— Изд. АН СССР, М., 1955.
7. Day P. P., Phys. Rev., **97**, 689 (1955).
8. Newton J. O., Nuclear Physics, **5**, 218 (1958).
9. Самойлов Н. С., ПТЭ, *6* (1959).
10. Павинский Н. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 175 (1954).
11. Саулит В. Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 227 (1954).
12. Siegbahn K., Lindstrem, Proc. Phys. Soc. **66**, 397 (1956).
13. Хлебников Г. Н., Цергунов Е. П., Атомная энергия, **4**, 376 (1958).
14. Hollander J. M., Smith W. G., Rasmussen J. O., Phys. Rev., **102**, 1372 (1956).
15. Bergström I., Hill R. D. Arkiv Fys., 8, 21 (1954).
16. Драницына Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на подоболочках.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.

17. Слив Л. А., Банд И. М., Таблица коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения, ч. II, *L*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
18. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 759 (1958).
19. Canavan F. L., цитировано по работе [14].
20. Jaffe H., Passell T. O., Browne C. I., Perlman I., Phys. Rev., 97 (1955).
21. Magnusson L. B., Phys. Rev., **13**, 161 (1957).
22. Wagner J. F., Freedman J. M. S., Engelkemeir D. W., Nuizenga J. R., Phys. Rev., **89**, 500 (1953).
23. Beling J. K., Newton J. O., Rose B., Phys. Rev., **87**, 670 (1952).
24. Hollander I., Rev. Mod. Phys., **30**, 585 (1958).
25. Bohr A., Mottelson B. R., Phys. Rev., **90**, 717 (1953).
26. Nilson S., Rasmussen J., Nucl. Phys., **5**, 617 (1958).
27. Church E., Weneser J., Phys. Rev., **104**, 1382 (1956).
28. Гречухин Д. П., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 183 (1957)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, О. Е. КРАФТ и Е. Б. КРЕШТОФОВА

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ПОЗИТРОНОВ ЛЮТЕЦИЕВОЙ ФРАКЦИИ

При помощи β-спектрометра с трехкратной фокусировкой пучка [1] был изучен позитронный спектр лютециевой фракции, полученной при хроматографическом отделении лютеция от всех других редких земель, возникающих при бомбардировке тантала быстрыми протонами ($E = 660$ MeV). Тонкий активный слой был нанесен на алюминиевую фольгу толщиной 5 μ.

Спектр позитронов мы начинали изучать через 10—12 час после облучения тантала. Наблюдения в течение 200 час показали, что

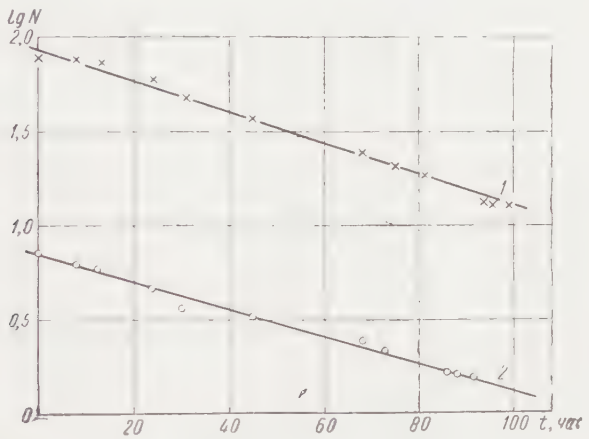


Рис. 1. Определение периодов полураспада позитронных спектров лютеция: *1* — $T = 35 \pm 4$ час (мягкий спектр), *2* — $T = 45 \pm 5$ час (жесткий спектр)

β^+-спектр фракции состоит из двух спектров с граничными энергиями 2440 ± 100 и 1200 ± 70 keV, причем этим двум компонентам соответствуют разные периоды полураспада. Для более тщательного определения периода убывания интенсивностей этих спектров на протяжении 100 час продолжались измерения интенсивности при двух энергиях: $E_1 = 530$ и $E_2 = 1650$ keV. Соответствующие графики приведены на рис. 1. Период полураспада, соответствующий жесткому спектру, оказался равным 45 ± 5 час. Позитронов этой энергии, принадлежащих долгоживущим изотопам Lu (например, 8-дневным), не замечено. График Кюри жесткого спектра представлен на рис. 2. Спектр был экстраполирован в область малых энергий согласно фермиевской форме. После этого мягкий спектр в каждой серии получался вычитанием жесткого из суммарного β^+-спектра; период убывания его интенсивности оказался равным 35 ± 4 час. На рис. 3 представлен график Кюри для мягкого спектра. Из рис. 3 видно, что этот спектр является сложным и состоит из двух компонент с энергиями 1200 ± 70 и 350 ± 100 keV и относительными интенсивностями 100 : 17.

Граничная энергия и относительная интенсивность компоненты 350 keV могут быть оценены лишь очень грубо, так как в этой области энергий велики поправки на рассеяние.

Среди известных изотопов лютеция период полураспада около 2 дней имеют два изотопа — Lu^{169} и Lu^{170} [2]. Несмотря на довольно большую погрешность в определении периодов полураспада, мы все же можем с уверенностью сказать, что наблюдаемые нами позитроны принадлежат двум разным изотопам. Мы предполагаем, что позитроны с периодом полураспада 35 час и граничной энергией 1200 keV принадлежат Lu^{169}, а жесткий спектр ($T = 45$ час) с $E_{гр} = 2440$ keV — Lu^{170}. Основанием для этого послужили следующие соображения.

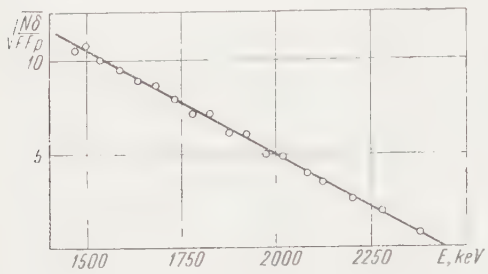


Рис. 2. График Кюри жесткой компоненты β^+-спектра ($T = 45$ час)

1. Согласно оценкам масс, данным Леви [3], разность масс $Lu^{169} - Yb^{169}$ равна 1,9 MeV, а разность масс $Lu^{170} - Yb^{170}$ — 2,9 MeV. По Камерону [4], соответствующие разности равны 1,9 и 3,5 MeV. Если считать, что β^+-распады Lu ведут на основные уровни соответствующих изотопов Yb, то, по нашим данным, для разности масс Lu — Yb получаются значения $1{,}200 + 1{,}022 = 2{,}222$ MeV $\approx 2{,}2$ MeV и $2{,}440 + 1{,}022 = 3{,}462$ MeV $\approx 3{,}5$ MeV.

Погрешности в определении разностей масс по полуэмпирическим формулам составляют около 0,5 MeV. Таким образом, более вероятно, что β^+-спектр с граничной энергией 2,44 MeV и периодом полураспада 45 час относится к Lu^{170}, а позитронный спектр с граничной энергией 1,2 MeV и периодом полураспада 35 час к Lu^{169}.

2. При измерениях позитронного спектра Lu мы наблюдали значительное изменение относительных интенсивностей жесткого и мягкого спектров в зависимости от интервала времени Δt между облучением и выделением фракции. При $\Delta t = 10$—12 час жесткий β^+-спектр составлял 1/3 от мягкого, в то время как при $\Delta t = 1{,}5 \div 2$ часа эта часть была значительно меньше, составляя примерно $^1/_6$ (интервал времени между облучением и измерением спектра в обоих случаях был одинаков: $\sim 15 \div 20$ час). Эта разница становится понятной, если, следуя схемам распада Джелепова и Пекера [5], считать, что Lu^{170} появляется (хотя бы частично) в результате распада Hf^{170}, имеющего период полураспада 112 мин. Тогда количество Lu^{170} в лютециевой фракции действительно будет зависеть от времени ее выделения из мишени. Если выделение фракции сделано через $1{,}5 \div 2$ часа после облучения, то в ней будет относительно меньше Lu^{170}, так как Hf^{170} успел распасться только наполовину. Если же выделение сделано через 12 час после облучения, то практически весь Hf^{170} успеет уже превратиться в Lu^{170}. Hf^{169} неизвестен; вероятно, он имеет малый период и весь превращается в Lu^{169} к моменту разделения фракций.

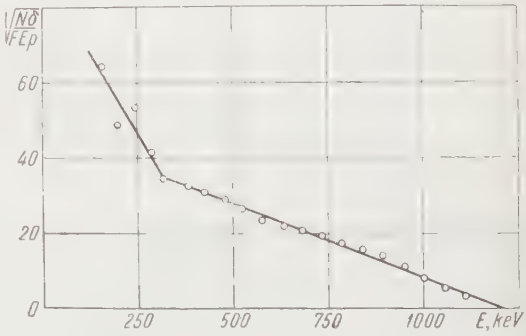


Рис. 3. График Кюри мягкой компоненты β^+-спектра ($T = 35$ час)

Как мы видим, разность масс $Lu^{170} - Yb^{170} \geqslant 3460$ keV. При такой разности масс нужно ожидать очень сложный γ-спектр Lu^{170}.

Представляет большой интерес детальное изучение жесткой области спектра конверсионных электронов лютециевой фракции; до сих пор она изучалась только до 210 keV [2]. При ориентировочных измерениях жесткой области спектра конверсионных электронов лютеция мы наблюдали конверсионные электроны с энергиями 860, 1020, 1150 и 1380 keV с периодом полураспада около двух дней и относительными интенсивностями:

$$\beta^+_{1200} : e^-_{860} : e^-_{1020} : e^-_{1150} : e^-_{1380} = 1 : 0{,}14 : 0{,}13 : 0{,}05 : 0{,}10.$$

За пределами этих линий до энергии 2200 keV тянется малоинтенсивный электронный «хвост»; период полураспада, соответствующий этому хвосту, не измерен. Возможно, что в этой части спектра имеется много конверсионных линий, которые не могут быть замечены на нашем приборе (относительная полуширина линий 4%).

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Крафт О. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 318 (1956).
2. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).
3. A table of hevy's empirical atomic masses. CRP-654, 1956.
4. A resived semi-empirical atomic mass formula. CRP-690, 1957.
5. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. БЭДЕСКУ, К. П. МИТРОФАНОВ, А. А. СОРОКИН и В. С. ШПИНЕЛЬ

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА Te^{131} ($T_{1/2}$=30 час)

Введение

Установление эмпирических закономерностей в спектрах возбужденных состояний недеформированных ядер с нечетным массовым числом A имеет большое значение для дальнейшего развития оболочечной модели.

Известно, что одночастичная модель не позволяет точно определить порядок заполнения уровней нуклонами. Порядок заполнения можно определить только из экспериментальных данных. Знание квантовых характеристик основных состояний ядер с нечетными A позволяет получить сведения о заполнении уровней в этих ядрах нечетными нуклонами. Порядок заполнения уровней четными нуклонами определить труднее. Это можно сделать, исходя из данных о систематике энергетических состояний определенных групп ядер.

Из общих положений модели Майер вытекает, что в спектрах возбужденных состояний ядер с одинаковым числом нечетных частиц сверх замкнутой оболочки должны наблюдаться «подобные» уровни, т. е. уровни, имеющие одинаковые квантовые характеристики и приблизительно одинаково расположенные относительно соседних уровней. В ряде работ [1—3] указывалось, что вид графика смещения подобных уровней для группы недеформированных ядер с нечетными A, которые имеют одинаковое число нечетных частиц, но каждое отличается от предыдущего на одну пару четных нуклонов, дает ценные сведения о порядке заполнения ядерных уровней четными нуклонами. Оказывается, что график смещений имеет вид плавной, слабо изогнутой кривой, пока добавляемые пары четных нуклонов заполняют один и тот же уровень. Если добавляемая пара начинает заполнять другой уровень, то кривая смещений претерпевает излом и меняет свой ход. В работе [3] предлагается модель для объяснения вида графика смещений.

Представляет большой интерес определение порядка заполнения нейтронными парами уровней $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ в изотопах йода ${}_{53}J^{125}_{72}$, ${}_{53}J^{127}_{74}$, ${}_{53}J^{129}_{76}$, ${}_{53}J^{131}_{78}$ и ${}_{53}J^{133}_{80}$ путем построения графика смещений подобных уровней этих ядер. Схемы уровней этих изотопов, кроме схем ${}_{53}J^{127}_{74}$ и ${}_{53}J^{129}_{76}$, изучены слабо. Поэтому в связи с решением вопроса о порядке заполнения нейтронных уровней в этих ядрах нами было начато комплексное исследование схемы распада ${}_{52}Te^{131}_{79}$, β-распад которого возбуждает уровни интересующего нас изотопа ${}_{53}J^{131}_{78}$.

Схема распада ${}_{52}Te^{131}_{79}$ очень сложна. Немногочисленные работы, посвященные ее изучению [4—6], нуждаются в подтверждении и проверке. Существующая в настоящее время схема распада Te^{131} была составлена только на основе работы [6]. В [6] на линзовом β-спектрометре изучены спектры первичных и вторичных электронов и проведены прикидочные измерения $\gamma-\gamma$-совпадений.

Схема распада была установлена практически только путем анализа энергетического баланса. В работе [7] измерено время жизни уровня

147 keV $_{53}J^{131}_{78}$, а в работе [8] уточнено значение коэффициента конверсии известного изомерного перехода 180 keV в $_{52}Te^{131}_{79}$.

Мы пытались уточнить схему распада Te^{131} и определить характеристики некоторых низколежащих уровней ядра $_{53}J^{131}_{78}$.

Получение источника

Источник мы получали облучением тепловыми нейтронами в котле металлического теллура высокой химической чистоты. По реакции (n, γ) из изотопа Te^{130}, составляющего 34,49% в естественной смеси изотопов теллура, образуются одновременно 30-часовой (сечение активации < 8 мбарн) и 25-минутный (сечение активации 0,22 барн) изомеры Te^{131}. После установления равновесия между 30-часовым и 25-минутным Te^{131} и полного распада 25-минутного Te^{131}, образовавшегося непосредственно по реакции (n, γ), препарат растворялся в концентрированной азотной кислоте, а J^{131}, образовавшийся при распаде Te^{131}, экстрагировался четыреххлористым углеродом. Двуокись теллура, полученная выпариванием очищенного от J^{131} раствора теллура, служила источником для измерений. Из-за малого сечения активации 30-часового Te^{131} удельная активность источника была невысокой — порядка $1\frac{mCu}{}$ что сильно затрудняло измерения.

γ-Спектр

После очистки препарата от J производилось измерение γ-спектра на сцинтилляционном γ-спектрометре. Использовался кристалл NaJ(Tl) ϕ 30 мм и $h = 20$ мм и ФЭУ-13. Полуширина линии Cs^{137} 660 keV составляла 10,5%. Измерения γ-спектра повторялись в течение нескольких дней для выяснения вклада от долгоживущих изотопов Te и

Таблица 1

Энергии и интенсивности γ-линий Te^{131}

№ п/п	E_γ, keV		Относительная интенсивность, %		Метод идентификации
	сцинт. спектрометр	фотоэлектроны	сцинт. спектрометр	фотоэлектроны	
1	80±5	—	—	—	Совпадения с γ-770
2	100±10	—	—	—	Совпадения с γ-770
3	147±1	—	Сильн.	—	Период полураспада β—γ-совпадения
4	200±10	—	—	—	Период полураспада сцинт. спектра
5	240±10	—	—	—	Период полураспада β—γ-совпадения
6	330±10	—	—	—	Период полураспада β—γ-совпадения
7	440±10	—	—	—	Период полураспада β—γ-совпадения
8	590±15	—	—	—	Период полураспада β—γ-совпадения
9	775±10	780±5	100	100	Период полураспада сцинт. и фотоэлектр. спектров
10	850±15	850±10	45±10	35±10	Период полураспада сцинт. и фотоэлектр. спектров
11	920±20*	925±10	~20	15±5	Период полураспада сцинт. и фотоэлектр. спектров
12	1120±20	1140±15	35±5	30±5	Период полураспада сцинт. и фотоэлектр. спектров
13	1200±20	1220±15	25±5	25±5	Период полураспада сцинт. и фотоэлектр. спектров
14	1600±30	—	~5	—	Период полураспада сцинт. спектра
15	1850±40	—	~2	—	Период полураспада сцинт. спектра
16	2200±50	—	~0,5	—	Период полураспада сцинт. спектра

* Эта линия не видна явно в спектре рис. 2, но при проведении графического вычитания в этом районе остается избыток числа отсчетов.

других примесей. При этом было обнаружено, что при $E_\gamma > 700$ keV интенсивность всех спектральных линий спадает с одним периодом, ~ 30 час, что позволяет отнести этот участок спектра целиком к Te^{131}. Наиболее запутанная картина наблюдается на участке $0 \div 400$ keV, где имеется значительный вклад излучения долгоживущих изомеров Te^{123}, Te^{125} и накапливающегося J^{131}. Интенсивность линий на участке $400 \div 700$ keV в основном убывает с периодом ~ 30 час, хотя в этой области и имеется вклад от J^{131}. На рис. 1 и 2 показаны участки спектра Te^{131} в диапазоне энергий $500 \div 1400$ и $700 \div 2400$ keV. Разложение спектров производилось по стандартным формам линий. Данные об относительных интенсивностях приведены в табл. 1 (интенсивность γ-лучей 780 keV принята за 100).

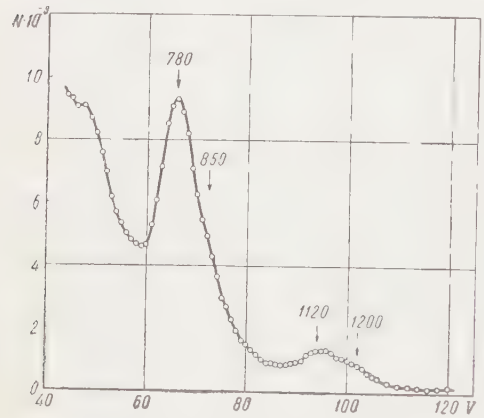


Рис. 1. γ-Спектр Te^{131} в интервале энергий $500 \div 1400$ keV

Как видно из рис. 1 и 2, в добавление к γ-переходам, наблюдавшимся в работе [6], мы обнаружили переходы 2,2 и 1,85 MeV. Вместо перехода 1,15 MeV [6] наблюдаются два: 1,12 и 1,20 MeV.

Жесткая часть спектра ($> 1{,}2$ MeV) была также исследована на спектрометре с меньшим телесным углом. Эти измерения подтвердили, что линии 1,6; 1,85 и 2,2 MeV соответствуют переходам этих энергий, а не возникают в результате суммирования в кристалле импульсов от каскадных γ-квантов меньших энергий. Разложение спектра в области энергии < 700 keV не производилось ввиду упомянутой выше сложности идентификации линий.

Для проверки результатов, полученных со сцинтилляционным спектрометром, были проведены измерения спектра фотоэлектронов на двухлинзовом β-спектрометре с кольцевой фокусировкой [9]. Исследовалась область спектра Te^{131} $600 \div 1400$ keV.

При использовании свинцового радиатора ϕ 8 мм толщиной 11 мг см$^{-2}$ и телесном угле 5% относительные полуширины линии были $3{,}5 \div 4{,}0$%. Для определения относительных интенсивностей γ-лучей была измерена кривая спектральной чувствительности спектрометра. Для градуировки использовалось γ-излучение J^{131}, который накапливался в том же источнике в результате распада Te^{131}. Относительная интенсивость γ-лучей J^{131} была многократно измерена [10—12]; результаты различных работ хорошо согласуются между собой.

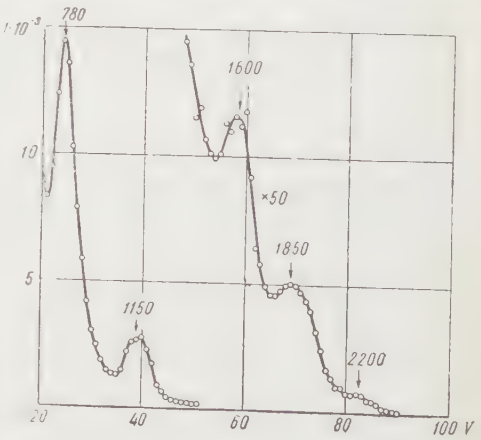


Рис. 2. γ-Спектр Te^{131} в интервале энергий $700 \div 2400$ keV

После сопоставления относительных интенсивностей γ-переходов 364, 634 и 720 keV и площадей соответствующих им фотопиков было установлено, что кривая спектральной чувствительности спектрометра совпадает с зависимостью полного эффективного сечения фотоэффекта от энергии. Иначе говоря, интенсивности $I^{(I)}$ и $I^{(II)}$ γ-переходов, имеющих площади

фотопиков $S^{(I)}$ и $S^{(II)}$, находятся в следующем соотношении:

$$I^{(I)} : I^{(II)} = \frac{S^{(I)}}{\sigma^{(I)}} : \frac{S^{(II)}}{\sigma^{(II)}},$$

где $\sigma^{(I)}$ и $\sigma^{(II)}$ — полные эффективные сечения фотоэффекта для γ-лучей данных энергий.

На приведенном графике (рис. 3) видны фотопики, соответствующие энергиям γ-переходов 780, 850, 925, 1140 и 1220 keV. Результаты этих измерений совпадают с данными, полученными на сцинтилляционном

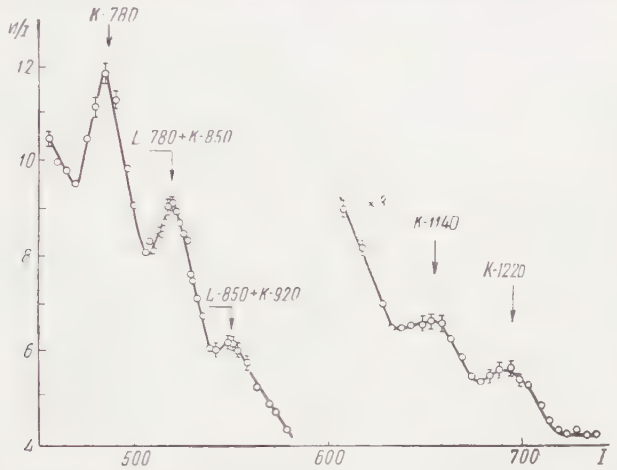


Рис. 3. Спектр конверсионных электронов в диапазоне 600÷1300 keV

спектрометре, и подтверждают наличие не наблюдавшихся ранее γ-переходов с энергиями 925 и 1220 keV.

Несмотря на наложение некоторых K- и L-фотопиков, удалось провести разделение фотоэлектронных линий (используя экспериментально определенную форму линий и отношение K- и L-фотопиков) и определить относительные интенсивности γ-переходов (табл. 1).

Спектры совпадений

Измерение спектров совпадений производилось на обычном спектрометре совпадений. Использовались кристаллы NaJ(Tl) и антрацен. Кроме того, для обнаружения каскадных γ-переходов применялся метод «суммированных совпадений» [13]. Хотя главные преимущества этого метода особенно проявляются при больших энергиях γ-квантов (>1 MeV) и в случаях, когда каскадные переходы берут начало с одного и того же возбужденного состояния ядра (как, например, в (p, γ)-реакциях), но и при обычной спектрометрической работе этот метод оказывается полезным для исследования сложных схем распада, так как в спектрах совпадений наблюдаются только пики полной энергии от каскадных переходов, что значительно упрощает их расшифровку.

При измерении «суммированных совпадений» установка включалась по блок-схеме, изображенной на рис. 4. До подачи на суммирующее устройство импульсы от ФЭУ для уменьшения разрешающего времени укорачивались до ~0,4 мксек при помощи короткозамкнутой линии. Кроме того, включение схемы совпадений между анализатором суммы и анализирующим каналом также снижало фон случайных «суммированных совпадений».

Фон случайных совпадений при измерениях обычным способом в большинстве случаев рассчитывался, а при измерениях с «сумматором»

находился по измерениям с двумя раздельными источниками. Все измерения совпадений повторялись на следующий день для того, чтобы убедиться, что наблюдаемые переходы ослабляются со временем одинаково.

1. β — γ-Совпадения

Для нахождения переходов между нижними уровнями J^{131} изучались совпадения γ-квантов с жесткими β-частицами Te^{131}. Результаты измерений спектров γ-лучей, совпадающих с β-лучами с энергиями $E_\beta > 1$ MeV, $E_\beta > 1{,}4$ MeV, а также с $E_\beta > 550$ keV, показаны, соответственно, на рис. 5—7. Как видно из этих графиков, основная интенсивность совпадений приходится на переход 147 keV, особенно при $E_\beta > 1$ и 1,4 MeV. Кроме того, пик 147 keV был заметен в спектре совпадений при

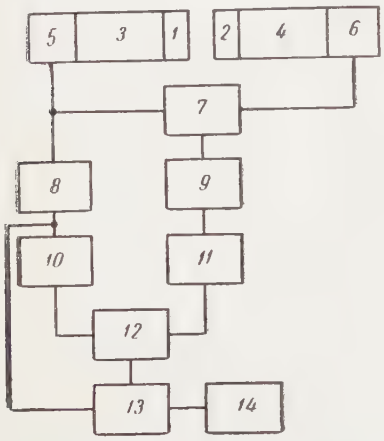


Рис. 4. Блок-схема установки при измерениях «суммированных совпадений»: *1,2* — кристаллы; *3,4* — ФЭУ; *5,6* — катодные повторители; *7* — сумматор; *8,9* — усилители, *10* — интегральный дискриминатор, *11* — дифференциальный дискриминатор, *12* — схема совпадений (10^{-7} сек), *13* — схема пропускания («ворота»), *14* — 20-канальный амплитудный анализатор

передвижении порога β-дискриминатора вплоть до ~ 2 MeV. Это обстоятельство подтверждает данные о том, что уровень 147 keV является по крайней мере одним из наиболее низколежащих уровней $_{53}J^{131}_{78}$ и что на него идет β-переход с энергией около 2 MeV. В работе [6] на основании наличия в спектре конверсионных электронов линии, которая была идентифицирована как *L*-линия от γ-перехода 51 keV и линии *K* от γ-перехода 99 keV, было предположено существование уровня 51 keV и каскадного перехода 51 ÷ 99 keV, параллельного переходу 147 keV.

Для проверки этого предположения форма линии 147 keV в спектре совпадений с $E_\beta > 1$ MeV сравнивалась с формой одиночной линии 145 keV Ce^{141}. Это сравнение показано на рис. 8, где обе линии совмещены. При этих измерениях перед γ-счетчиком ставился коллиматор в виде свинцовой пластинки толщиной 2 мм и с отверстием 5 мм для уменьшения пика обратного рассеяния, образующегося при энергии ~ 90 keV и заметного на рис. 5—7. Данное измерение показало, что в спектре отсутствует линия $E_\gamma = 100$ keV и, следовательно, предположенный в [6] каскадный переход со сколько-нибудь заметной интенсивностью. Можно привести следующие дополнительные соображения. Если действительно существует каскад 50—100 keV, идущий параллельно переходу 147 keV, то, поскольку переход 780 keV не находится в каскаде с переходом 147 keV, он не должен давать совпадений и с переходом 100 keV. Кроме того, конверсионная линия, наблюдавшаяся в [6], по словам самого автора, может быть интерпретирована как *L*-линия перехода 51 keV или *K*-линия перехода 79 keV. Первая интерпретация была выбрана автором [6] исключительно из соображений удобства, так как иначе не было ясно, куда поместить найденные переходы.

Но в сцинтилляционном γ-спектре (одиночном и в совпадениях с линией 780 keV) наблюдается именно переход 80 keV. Из этого можно заключить, что уровень 147 keV есть первый возбужденный уровень J^{131}. Энергии других переходов, наблюдавшихся при этих измерениях, указаны на графиках рис. 5—7.

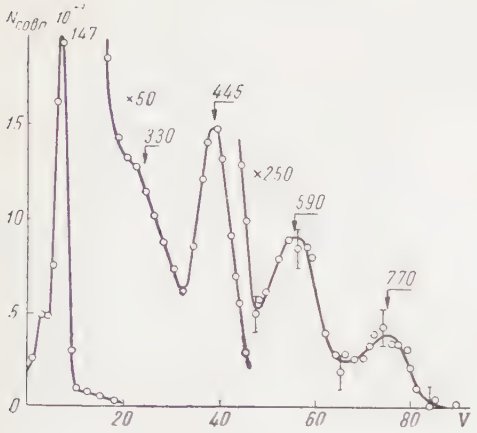


Рис. 5

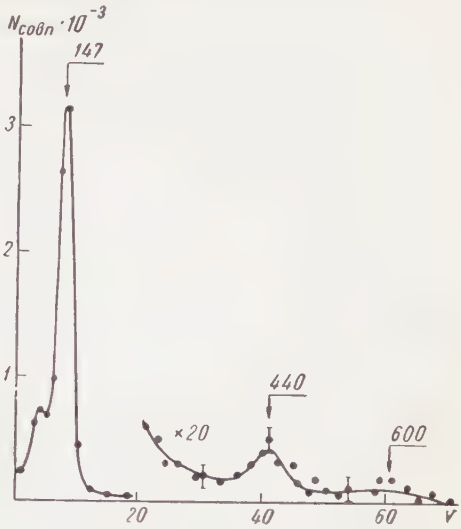


Рис. 6

Рис. 5. Спектр γ-лучей, совпадающих с β-частицами ($E_\beta > 1$ MeV)

Рис. 6. Спектр γ-лучей, совпадающих с β-частицами ($E_\beta > 1{,}4$ MeV)

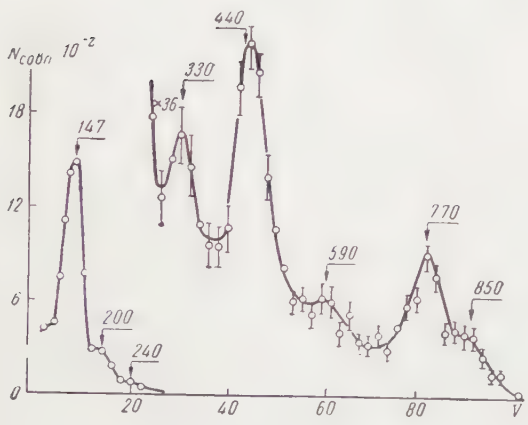


Рис. 7

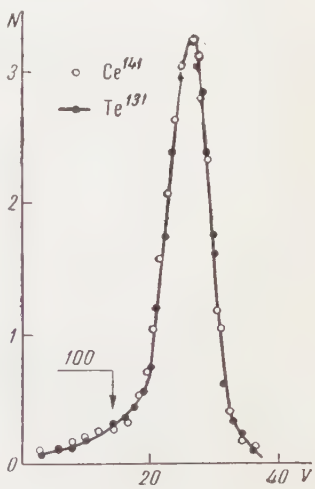


Рис. 8

Рис. 7. Спектр γ-лучей, совпадающих с β-частицами ($E_\beta > 550$ keV). Видимый на спектре пик 200 keV обусловлен комптоновским рассеянием γ-квантов с энергией > 750 keV в кристалле β-счетчика

Рис. 8. Совмещенные линии 147 keV Te^{131} и 145 keV Ce^{141}. Демонстрируется отсутствие γ-перехода с энергией ~ 100 keV в спектре β—γ-совпадений Te^{131}

2. γ — γ-Совпадения

Согласно схеме распада [6], переход 780 keV ведет на уровень 147 keV, и параллельно ему должен наблюдаться каскадный переход 440—330 keV. На рис. 9 показан спектр γ — γ-совпадений для случая, когда окно анализатора во втором канале было установлено на пик 780 keV. При энергии 147 keV не наблюдалось никакого пика, но зато явно выделяются пики 80 и 100 keV. Эти пики наблюдались также и в одиночном спектре, но их идентификация была затруднена, поскольку трудно было определить период полураспада, соответствующий этой части спектра.

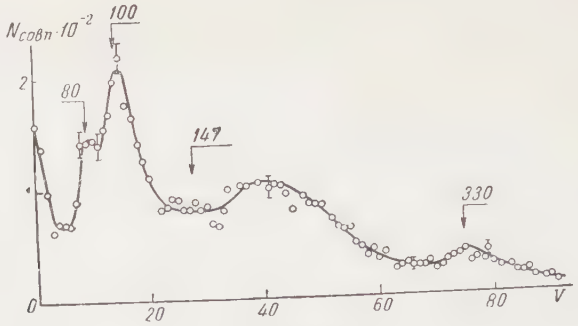


Рис. 9

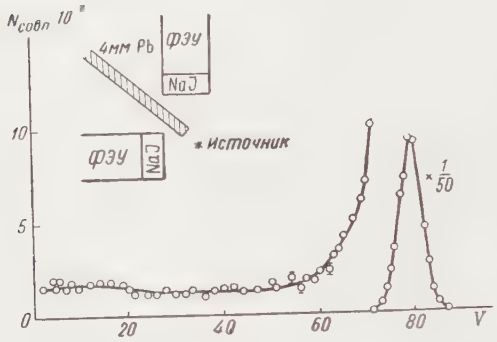


Рис. 10

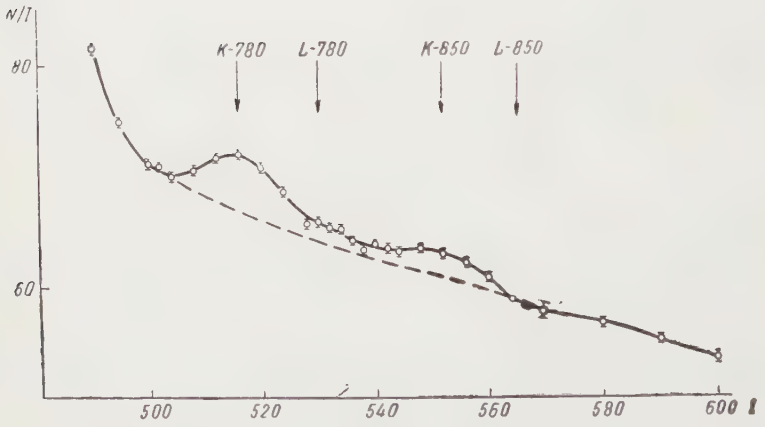


Рис. 11

Рис. 9. Мягкая область спектра γ-лучей, совпадающих с γ-лучами 780 keV. Линия 147 keV в спектре отсутствует

Рис. 10. Спектр «суммированных совпадений» ($E_{сум}$=770 keV). Показана геометрия, применявшаяся при измерениях. Свинцовая пластинка, обкладывалась кадмием (на рисунке не показано) для поглощения X-излучения Pb

Рис. 11. Участок спектра конверсионных электронов Te^{131} с линиями 780 и 850 keV

При измерениях «суммированных совпадений» с окном «анализатора суммы», установленным на энергию 780 keV, в спектре не было обнаружено никаких пиков, кроме пика полной суммы (рис. 10). Это указывает на то, что нет никакого каскада, идущего параллельно переходу 780 keV, и что γ-переходы 440 и 330 keV не находятся в каскаде.

При измерении совпадений были обнаружены следующие γ — γ-каскады: 1100—780, 780—330, 850—330 и 780—850 keV.

Коэффициент внутренней конверсии γ-перехода 780 keV

Из результатов β — γ и γ — γ-совпадений следует, что γ-переход с энергией 780 keV идет на основное состояние $_{53}J^{131}_{78}$. В этом случае определение его мультипольности позволило бы судить о квантовых характеристиках уровня 780 keV. Мы предприняли попытку измерить коэффициент внутренней конверсии (к. в. к.) этого γ-перехода. Использовался метод сравнения отношения площадей конверсионных линий и фотопиков интересующего нас γ-перехода и γ-перехода с известным к. в. к.

Для измерения конверсионных линий источники приготавливались методом осаждения из взвеси тонко измельченного порошка окиси теллура на алюминиевую фольгу толщиной 1,5 мг см$^{-2}$. Использовались источники с ϕ 5 и 8 мм и толщиной от 0,5 до 4 мг см$^{-2}$. Спектрометр имел те же рабочие характеристики, что и при измерении спектра фотоэлектронов. В качестве γ-перехода с известным к. в. к. был взят переход 364 keV ($\alpha_K = 0{,}02$ [11]), следующий за β-распадом ядра J^{131}.

Таблица 2

К определению мультипольностей переходов 780 и 850 keV

E_γ, keV	$\alpha K_{эксп} \cdot 10^3$	$\alpha K_{теор} \cdot 10^3$			Предполагаемая мультипольность
		*E*1	*E*2	*M*1	
780	0,8±0,2	0,84	2,3	3,0	*E*1
850	1,6±0,6	0,71	1,9	2,5	*E*2

В результате измерения жесткой части спектра конверсионных электронов Te^{131} выяснилось, что, кроме линии 780 keV, в этой области энергии можно выделить линию, соответствующую γ-переходу 850 keV (рис. 11).

Ввиду невысокого разрешения спектрометра *K*- и *L*-конверсионные пики не разделялись. Однако, пользуясь известной величиной отношения *K*/*L*, которое в этой области энергии для всех низших мультипольностей практически неизменно [14], оказалось возможным определить площадь, соответствующую *K*-конверсионным пикам и, таким образом, рассчитать к. в. к. на *K*-оболочке.

Результаты наших измерений приведены в табл. 2, где они сопоставлены с теоретическими значениями к. в. к., взятыми из таблиц Слива [15].

Схема распада $_{52}Te^{131}_{79}$

На рис. 12 изображен основной «скелет» предлагаемой нами схемы распада Te^{131}, включающий нижние уровни 147, 595 и 780 keV и наиболее высокий уровень 2,2 MeV J^{131}, возбуждаемые при β-распаде $_{52}Te^{131}_{79}$. Результаты экспериментов по β — γ- и γ — γ-совпадениям позволяют построить и схему промежуточных уровней; но полная схема требует подтверждения измерениями парциальных β-спектров по β — γ-совпадениям, так как пока она не согласуется с данными [6] о верхних границах мягких β-переходов.

Основное состояние $_{53}J_{78}^{131}$ имеет квантовые характеристики $7/2^+$ [16, 17], что соответствует конфигурации $(1\,g_{7/2})^3$, предсказываемой моделью Майер [18]. Первым возбужденным состоянием является уровень 147 keV (см. выше, раздел β — γ-совпадения). Поскольку переход 147 keV

есть $M1 + E2$, а $M1$-компонента является l-запрещенной [19], этому уровню можно приписать конфигурацию $2d_{5/2}$, что также предсказывается одночастичной моделью. Уровень 595 keV введен на основании того, что в $\beta - \gamma$-совпадениях с $E_\beta > 1{,}4$ MeV наблюдаются только γ-лучи 147, 440 и 595 keV (рис. 6), причем переход 595 keV есть, по-видимому, прямой переход с этого уровня, а 440 и 147 keV образуют каскад. Это подтверждается также измерениями Мальмана и др. [5]. Согласно данным [5, 6], эти два уровня возбуждаются в основном β-переходами, идущими с основного состояния Te^{131}.

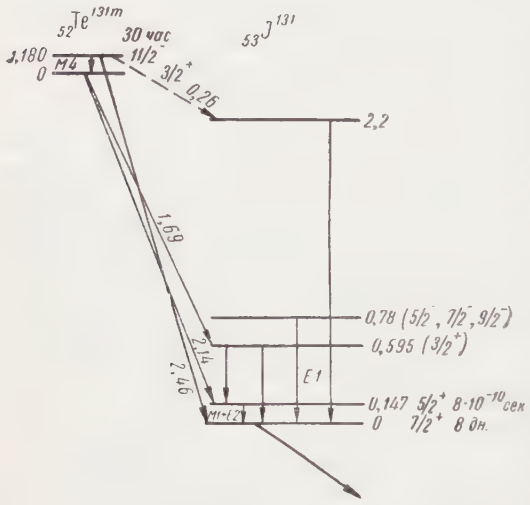


Рис. 12. Система уровней $_{53}J^{131}_{78}$, построенная по результатам данной работы

Как было показано в настоящей работе, γ-переход 780 keV не ведет на уровень 147 keV. Поскольку этот переход один из наиболее интенсивных в спектре и через него, вероятно, осуществляется разрядка большинства вышележащих состояний, нами введен уровень 780 keV, переход с которого ведет в основное состояние J^{131}. Поскольку этот переход, согласно измеренному коэффициенту конверсии, есть $E1$, то уровню 780 keV соответствует отрицательная четность. Этот факт не может быть объяснен в рамках одночастичной модели.

Уровень 2,2 MeV введен на основании существования γ-перехода 2,2 MeV, который из энергетических соображений может происходить только на основное состояние или на уровень 147 keV. Но последнее предположение менее вероятно, так как в этом случае соответствующий β-переход будет иметь энергию только ~ 100 keV.

Заключение

На основе значения коэффициента внутренней конверсии γ-перехода 147 keV и значения времени жизни уровня 147 keV, полученных в работе [19], мы считаем, что первый возбужденный уровень $_{53}J^{131}_{78}$ имеет характеристики $^5/_2{}^+$. Основной уровень, как известно из работ [16, 17], имеет характеристики $^7/_2{}^+$. По оболочечной модели это означает, что основное состояние J^{131} есть $1g_{7/2}$, а уровень 147 keV есть $2d_{5/2}$. В работах [20—22] было сделано заключение о наличии уровней $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$ также в изотопах $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$ и $_{53}J^{133}_{80}$. Однако из этих работ следует считать установленным существование вышеуказанных уровней только в $_{53}J^{127}_{74}$ и $_{53}J^{129}_{76}$. В обоих случаях характеристики уровней ядер йода определялись по значению $\lg ft$ β-перехода, который ведет на данный уровень [20, 21]. Схема уровней $_{53}J^{133}_{80}$ была предложена на основе одной работы [22], в которой измерения излучений, следующих после β-распада изотопа $_{52}Te^{133}_{81}$ ($T^{(I)}_{1/2} = 53$ мин и $T^{(II)}_{1/2} = 2$ мин), проводились методом поглощения и, по словам самого автора, с большими ошибками. Поэтому существование уровня $2d_{5/2}$ в изотопе $_{53}J^{133}_{80}$ нельзя считать установленным.

Исходя из данных работы [19] для характеристик уровня 147 keV $_{53}J^{131}_{78}$ и из данных работ [20—22], можно построить график смещений

уровней $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$ в изотопах $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$, $_{53}J^{131}_{78}$, $_{53}J^{133}_{80}$. На рис. 13 представлен график смещения, причем точки, соответствующие изотопам $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$ и $_{53}J^{131}_{78}$, для которых данные точны, соединены сплошной линией. Как видно из рис. 13, для этих трех изотопов график имеет вид плавной кривой. Это указывает на то, что в этих изотопах йода нейтронные пары заполняют один и тот же уровень с достаточной «емкостью», чтобы на нем могли сесть по крайней мере шесть частиц. В этой области чисел нейтронов модель Майер [18] предсказывает существование уровней: $3s_{1/2}$ (емкость две частицы), $1h_{11/2}$ (12 частиц) и $2d_{3/2}$ (четыре частицы). Очевидно, что в изотопах $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$ и $_{53}J^{131}_{78}$ нейтронные пары заполняют уровень $1h_{11/2}$. Сильное отклонение точки, соответствующей изотопу $_{53}J^{133}_{80}$, от плавного хода кривой может быть связано, как мы выше указывали, с ненадежностью определения схемы и характеристик уровней этого изотопа. Интересно отметить, что в работе [23] точно установлен первый возбужденный уровень ядра $_{53}J^{125}_{72}$ с энергией 187 keV. Как видно из рис. 13, точка, соответствующая этому уровню, находится на продолжении кривой смещения уровней $2d_{3/2} - 1g_{7/2}$ для изотопов $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$ и $_{53}J^{131}_{78}$. Ни в одной из работ по изучению схемы уровней $_{53}J^{125}_{72}$ [23, 24] не определены характеристики этого уровня. Из-за того, что соответствующая точка находится на продолжении графика смещений $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$ для других изотопов йода, мы предполагаем, что характеристики этого уровня суть $^7/_2^+$.

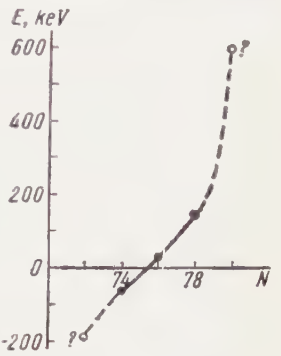


Рис. 13. Расстояние между протонными уровнями $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$ в изотопах йода $_{53}J^{125}_{72}$, $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$, $_{53}J^{131}_{78}$ в зависимости от четного числа нейтронов (график смещений)

Полученные нами результаты позволяют установить график смещений уровней $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$ и заключить, что нейтронные пары заполняют уровень $1h_{11/2}$ в изотопах $_{53}J^{127}_{74}$, $_{53}J^{129}_{76}$, $_{53}J^{131}_{78}$ и, возможно, $_{53}J^{125}_{72}$. Для дальнейшего изучения смещения подобных уровней в изотопах йода необходимо более тщательное исследование схем распада этих изотопов.

В заключение выражаем глубокую благодарность Ю. М. Украинскому за предоставление очищенного им оригинальным методом теллура, Н. П. Руденко и О. М. Калинкиной за большую помощь в решении радиохимических проблем и студентам физического факультета МГУ Л. П. Сорокиной и В. В. Скворцову за большую помощь в измерениях.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Z e l d e s N., Nucl. Phys., **2**, 1 (1956—1957).
2. Z e l d e s N., Nucl. Phys., **7**, 27 (1958).
3. Ш п и н е л ь В. С. ., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 995 (1958).
4. G e i g e r K., Z. Naturforsch., **7a**, 579 (1952).
5. M a l l m a n n C. A., A t e n A. H., B e s s D. R., de Mc M i l l a n C. M., Phys. Rev., 99, 7 (1955).
6. H e b b F., Phys. Rev., **97**, 987 (1955).
7. De W a a r d H., G e r h o l m T. R., Nucl. Phys., **1**, 281 (1956).
8. A l v a g e r T., O e l n e r G. Arkiv Fys. **12**, 319 (1957).
9. М и т р о ф а н о в К. П., Ш п и н е л ь В. С. Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1607 (1957).

10. Wolfson J., Canad. J. Phys., **30**, 715 (1952).
11. Haskins J. R., Kurbatov J. D., Phys. Rev., **88**, 884 (1952).
12. Mijatovic A., Wintersteiger V. Bull. Inst. Nucl. Sci., Boris Kidrich, **3**, 57 (1953).
13. Hoogenboom A. M., Nucl. Instr., **3**, 57 (1958).
14. Siegbahn K., β- and γ-ray spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
15. Слив Л. А., Банд И. М. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии на *K*-оболочке. — Изд. АН СССР, М., 1956.
16. Livington Y., Phys. Rev., **92**, 1271 (1953).
17. Lipworth X. Y., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **2**, 316 (1957).
18. Mayer M. G., Jensen J. H., Elementary Theory of Nuclear Shell Structure.— N.-Y., London, 1955.
19. Сорокин А. А., см. настоящий номер журнала, стр. 1445.
20. Knight J. D., Phys. Rev., **102**, 1592 (1956).
21. Graves W. E., Mitchell A. C. G., Phys. Rev., **101**, 701 (1956).
22. Pappas A. C. Phys. Rev., **87**, 162 (1957).
23. Mathur H. B., Hyde E. K., Phys. Rev., **95**, 708 (1954).
24. Bergstrom J., Arkiv Fys., **5**, 191 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. А. СОРОКИН

ОБ l-ЗАПРЕЩЕННОМ $M1$-ПЕРЕХОДЕ (147 keV) в J^{131}

Время жизни возбужденного состояния 147 keV J^{130} было измерено в работе [1] методом запаздывающих совпадений ($T_{1/2} = (9 \pm 1) \cdot 10^{-10}$ сек). Это значение $T_{1/2}$ при предположении, что переход 147 keV есть чистый $M1$-переход, дает для радиационного времени жизни $\tau_{\gamma M1}$ величину $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ сек, что примерно в два раза меньше, чем следует из эмпирической закономерности

$$\lg(\tau_\gamma E^3) = -11 \qquad (1)$$

для l-запрещенных $M1$-переходов в нечетно-протонных ядрах [1—3]. Можно предположить, что это отклонение объясняется либо большой примесью $E2$ для этого перехода ($\frac{E2}{M1} = 1$), или что при измерениях в [1] была допущена большая систематическая ошибка.

В настоящей работе измерение времени жизни этого уровня также производилось методом задержанных совпадений на установке обычного типа [4]. Источником служил Te^{131} ($T_{1/2} = 30$ час), полученный при облучении естественной смеси изотопов Te медленными нейтронами. Перед измерениями производилось химическое отделение накопившегося J^{131}. Использовались умножители ФЭУ-33, работающие при напряжении ~3 kV, и кристаллы толана. В качестве выравнивателей использовались триоды 6С3П, которые при токе 10 mA имеют потенциал запирания ~1 V. Длина формирующего кабеля обеспечивала разрешающее время $2\tau = 3 \cdot 10^{-9}$ сек. На каналы амплитудного анализа импульсы подавались с одного из последних динодов ФЭУ.

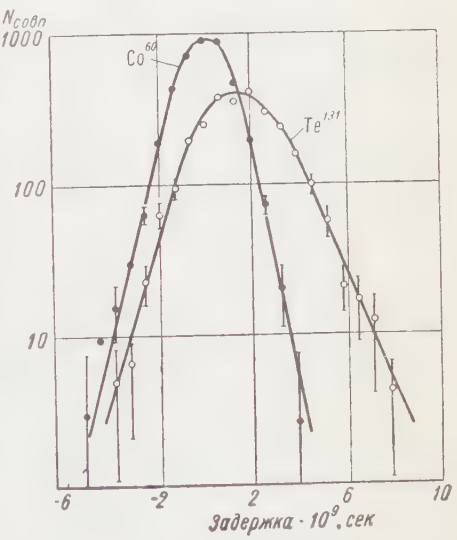


Рис. 1. Кривые задержки Te^{131} и Co^{60}, полученные при одинаковых положениях окон и порогов анализаторов

Производились измерения β — γ-совпадений. В γ-канале окно анализатора устанавливалось на комптоновское распределение от γ-квантов 147 keV, в β-канале интегральный порог устанавливался на энергию 1 MeV. Метод β — γ-совпадений имеет преимущество перед методом β — e^--совпадений [1] — значительно снижается фон посторонних совпадений. В нашем случае фон обуславливался совпадениями β-частиц с более жесткими (чем 147 keV) γ-переходами [5] и составлял $< 20\%$ от полезного эффекта. Результаты измерений представлены на рис. 1. Было проведено шесть серий измерений. Время жизни возбужденного состояния J^{131} опре-

делялось как по крутизне спада кривой задержанных совпадений, так и по сдвигу центра тяжести этой кривой относительно кривой мгновенных совпадений Co^{60}, снятой при тех же положениях окон и порогов анализаторов. В пределах ошибки оба метода обработки дали совпадающие значения, усреднение которых дало $T_{1/2\,147\text{keV}} = (8 \pm 1) \cdot 10^{-10}$ сек, т. е. результат, совпадающий в пределах ошибки с результатом работы [1].

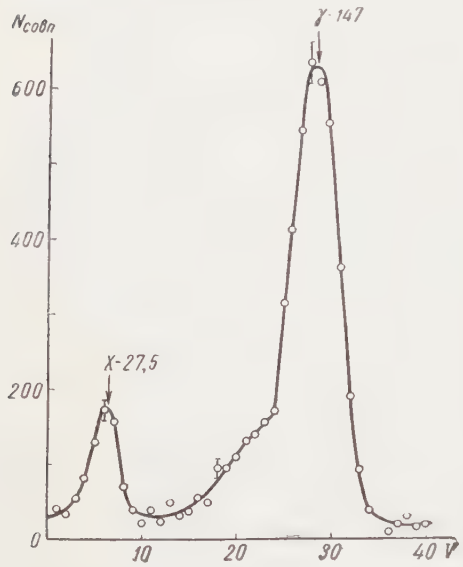


Рис. 2. Мягкая часть спектра γ-лучей, совпадающих с β-лучами ($E_\beta > 1$ MeV)

Радиационное время жизни для $M1$-перехода находится из выражения:

$$\tau_{\gamma M1} = 1{,}44\,(1 + \alpha_{\text{общ}_{M1}})\left(1 + \frac{E2}{M1}\right) T_{1/2}, \qquad (2)$$

где $\alpha_{\text{общ}_{M1}}$ — полный коэффициент внутренней конверсии для $M1$-перехода, а $\frac{E2}{M1}$ — отношение интенсивностей $E2$- и $M1$-компонент перехода. Согласно [6], $\alpha_{\text{общ}_{M1}} = 0{,}25$.

Для определения $E2/M1$ было проведено измерение коэффициента конверсии перехода 147 keV на K-оболочке. Измерения производились на люминесцентном спектрометре совпадений [5]. На рис. 2 показан спектр γ-лучей, совпадающих с β-частицами ($E_\beta > 1$ MeV). Поскольку вклад в совпадения от переходов, более жестких, чем 147 keV, весьма незначителен, то коэффициент конверсии перехода 147 keV может быть найден из отношения площадей фотопиков от γ-лучей 147 keV и X-лучей 27,5 keV, сопровождающих конверсию, по формуле

$$\alpha_K = \frac{S_X}{S_\gamma} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_X} W_K \qquad (3)$$

(S — площадь пика, ε — эффективность регистрации излучения, W_K — флуоресцентный выход K — X-излучения J). Он оказался равным

$$\alpha_K = 0{,}26 \pm 0{,}05 \text{ (таблица)}.$$

Приведенная ошибка включает в себя как статистическую ошибку при определении S_X / S_γ, которая составляет около 10%, так и возможную ошибку в определении $\frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_X} \cdot W_K$. Согласно [6], α_K для перехода 147 keV типа $M1$ должен быть равен 0,22 и для $E2$ типа — 0,33. Значение $\alpha_K = 0{,}26$ приводит к величине $E2/M1 \approx 0{,}6$. Хотя при указанной ошибке процент смеси может меняться в больших пределах, все же полученное значение свидетельствует в пользу большой примеси $E2$-перехода. Следовательно, отклонение $\tau_{\gamma M1}$ от указанной закономерности может быть объяснено именно этой причиной.

$\alpha K_{\text{теор}}$ [6]		$\alpha K_{\text{эксп}}$
$M1$	$E2$	
0,22	0,33	0,26±0,05

Вообще точность определения отношения $E2/M1$ в l-запрещенных $M1$-переходах до сих пор невелика. Найти более тонкие закономерности для переходов подобного рода (например, зависимость $\tau_{\gamma M1}$ от числа

нейтронов в ядрах с одинаковым нечетным Z) пока не удалось (см., например, [7]).

В заключение выражаю благодарность студенту-дипломнику Г. К. Ряс-ному за помощь в наладке установки и измерениях.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. De Waard H., Gerholm T. R., Nucl. Phys., **1**, *4*, 281 (1956).
2. Graham R. L., Bell R. E., Canad. J. Phys., **31**, 377 (1953).
3. Vartapetian H., Thèses.— La Faculté des Science de l'Universite de Paris, 1957.
4. Bell R. E., Graham R. L., Petch H. E., Canad. J. Phys., **30**, 35 (1952).
5. Бэдеску А., Митрофанов К. П., Сорокин А. А., Шпинель В. С., см. настоящий номер журнала, стр. 1434.
6. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957; то же, ч. II.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
7. Alväger T., Johansson B., Zuk W., Arkiv Fys., **14**, *22*, 3733 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. В. БОРОВИКОВ, В. С. ГВОЗДЕВ, И. А. КОНДУРОВ и Ю. Л. ХАЗОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА Hf^{181}

При β-распаде Hf^{181} ($T_{1/2}$ = 46 дней) образуются возбужденные состояния ядра Ta^{181} (рис. 1). Полная энергия распада Hf^{181} составляет 1023 keV. Возбужденные уровни Ta^{181} исследованы до энергии 619 keV. В работе [1] есть указание на наличие у Ta^{181} γ-перехода с энергией 476 keV и сделано предположение о существовании возбужденного уровня с энергией 958 keV (каскадный переход 476 и 482 keV). Другие авторы [2] не нашли совпадений между γ-квантами с энергиями 476 и 482 keV. Поэтому наличие возбужденного уровня с энергией 958 keV у ядра Ta^{181} требует проверки.

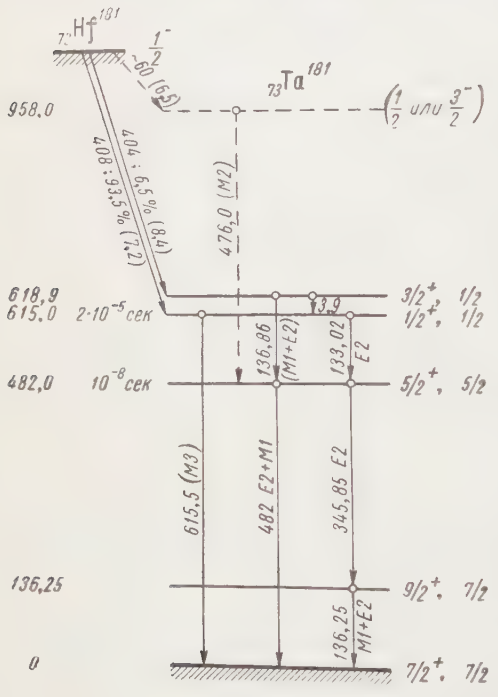


Рис. 1. Схема распада Hf^{181}

Настоящая работа была предпринята с целью изучения возбужденных уровней ядра Ta^{181}, в основном с энергиями больше 619 keV, а также нахождения мультипольностей γ-переходов по соотношению коэффициентов внутренней конверсии на K-и L-оболочках и L-подоболочках.

Исследование β-спектра и спектра конверсионных электронов производилось на β-спектрометре с фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$. Для исследования спектра γ-лучей и схемы распада применялись γ-спектрометр с многоканальным анализатором и методика γ — γ- и γ — β-совпадений.

1. Исследование β-спектра и спектра электронов внутренней конверсии

При помощи β-спектрометра были детально исследованы β-спектр и спектр электронов внутренней конверсии, образующиеся при распаде Hf^{181} (рис. 2—5). Источники для этих измерений изготавливались путем осаждения взвеси порошка окиси гафния в растворе шеллака в спирте на алюминиевую фольгу толщиной 4 μ. Изготовленные таким способом осадки облучались в потоке тепловых нейтронов реактора. Измерения производились через 30 ÷ 40 дней после окончания облучения. Для исследований использовался обогащенный изотоп Hf^{180} (97,3%).

При исследовании спектра электронов внутренней конверсии были обнаружены три ранее неизвестные линии с энергиями 280,2 (рис. 3), 551,5 и 531,6 keV (рис. 5). Имеется, вероятно, линия с энергией 274,9 keV

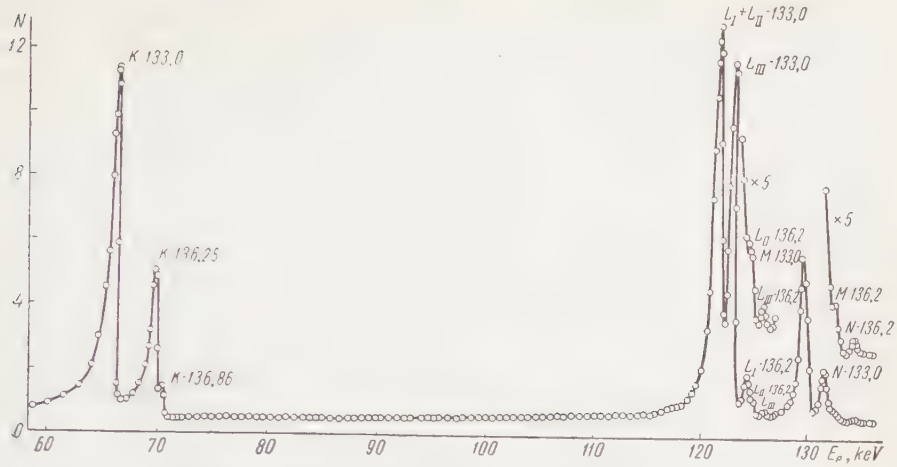


Рис. 2. Спектр электронов внутренней конверсии в интервале энергий 60÷140 keV

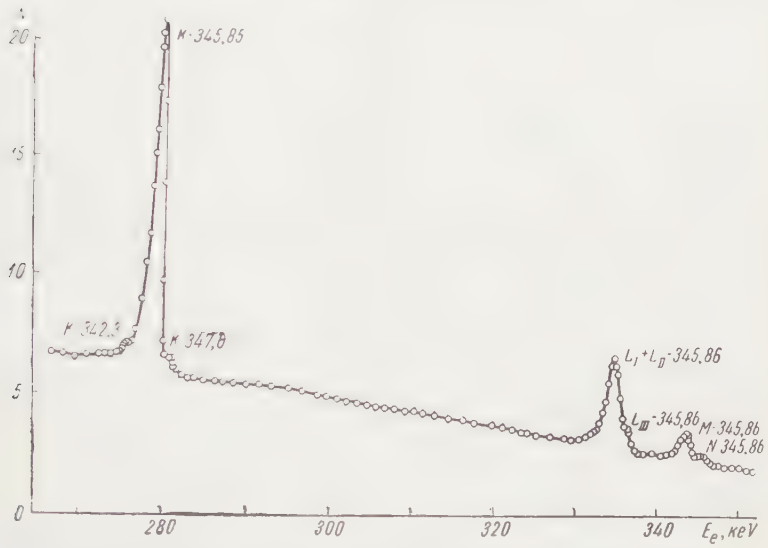


Рис. 3. Спектр электронов внутренней конверсии в интервале энергий 270÷350 keV

(рис. 3). Эти линии идентифицированы как K-линии γ-переходов с энергиями 347,6; 619; 699 и 342,3 keV соответственно. Переход с энергией 619 keV действительно может быть в схеме уровней Ta^{181} (рис. 1). На участках β-спектра, не показанных на рисунках 2—5, конверсионных линий обнаружено не было.

На основании анализа β-спектра по графику Кюри можно сделать заключение о наличии трех новых β-спектров малой интенсивности с граничными энергиями ~340, ~550 и ~1050 keV; β-спектры ~550 и ~1050 keV появляются, по-видимому, при распаде на возбужденный уровень с энергией 482 keV и на основное состояние ядра Ta^{181}. Энергии этих β-спектров, согласно схеме распада (рис. 1), должны быть равны 541 и 1023 keV.

2. Исследование γ — γ- и γ — β-совпадений

Исследование γ — γ- и γ — β-совпадений производилось при помощи быстрой схемы совпадений с разрешающим временем $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ сек. Для измерения γ — γ-совпадений использовались фотоумножители

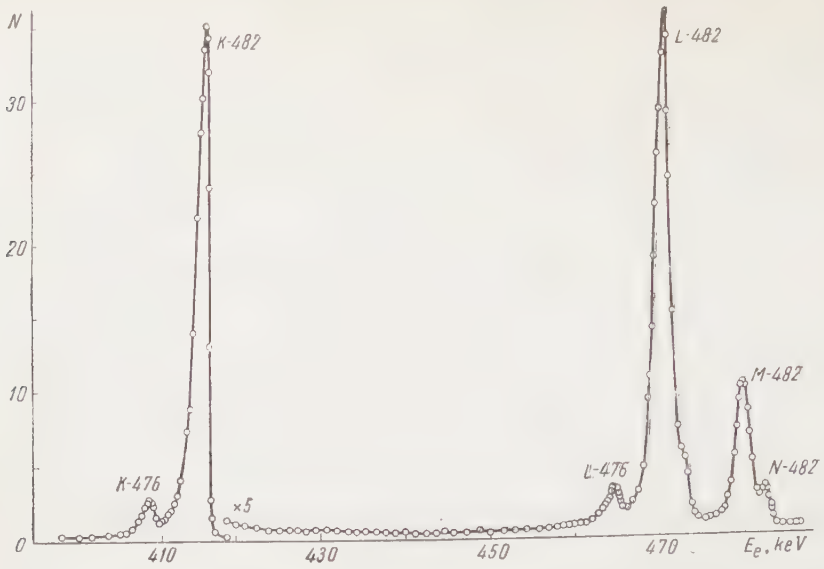


Рис. 4. Спектр электронов внутренней конверсии в интервале энергий 400÷485 keV

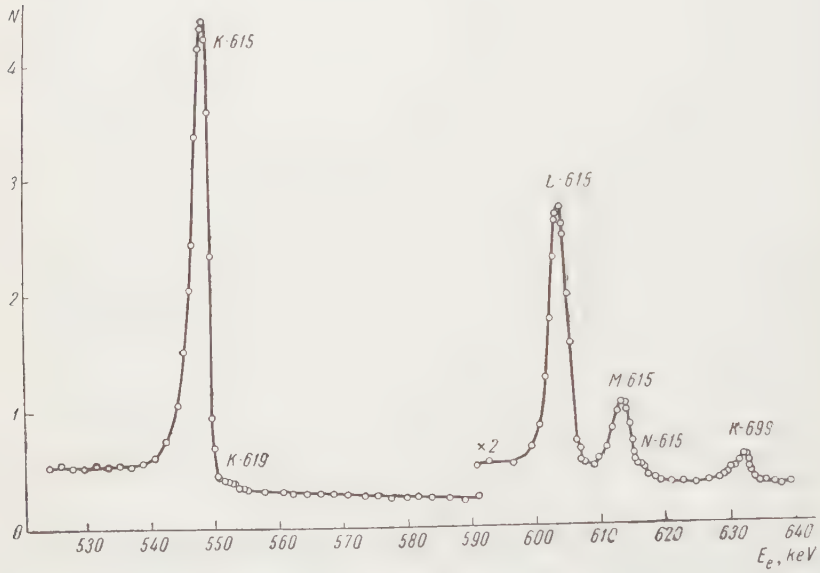


Рис. 5. Спектр электронов внутренней конверсии в интервале энергий 530÷640 keV

ФЭУ-29 с двумя кристаллами NaJ (Tl), для измерения $\gamma-\beta$-совпадений — с одним кристаллом NaJ (Tl) и одним кристаллом стильбена для регистрации электронов. Спектр γ-лучей исследовался при помощи 32-канального амплитудного анализатора.

На рис. 6 представлен спектр γ-лучей, совпадающих с γ-квантами 482 keV. Кроме линии 135 keV (переходы 133 и 136,86 keV), найдены малоинтенсивные линии 220 ± 10, 270 ± 20 и 480 ± 20 keV. Эти линии идентифицированы как γ-переходы с энергиями 217, 259 и 476 keV в схеме уровней Ta^{181} (см. ниже, рис. 10). Определение относительных интенсивностей обнаруженных γ-переходов связано с трудностями,

возникающими при учете зависимости эффективности установки от энергии γ-лучей при данной геометрии опыта. Для близких по энергии γ-переходов можно дать приближенное отношение интенсивностей. Соотношение интенсивностей линий 133, 217 и 259 keV оказалось равным 1 : 0,007 : 0,003 (с ошибкой 60 %).

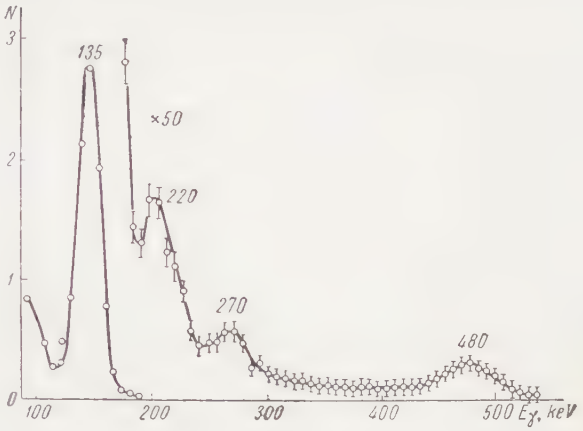


Рис. 6. Спектр γ-лучей, совпадающих с γ-квантами 482 keV

Для установления положения вновь найденных γ-переходов с энергиями 217 и 259 keV в схеме уровней Ta^{181} исследовался спектр γ-лучей, совпадающих с различными участками β-спектра. Результат измерений показан на рис. 7. Верхняя кривая представляет собою спектр γ-лучей, совпадающих с электронами, имеющими энергии от 30 до 60 keV, нижняя—спектр совпадений γ-лучей с электронами с энергиями больше 65 keV. Как видно из рис. 7, γ-лучи 217 keV совпадают с электронами всех энергий, а γ-лучи 259 keV—только с электронами, имеющими энергию ниже 65 keV.

Все измерения мягкой части спектра γ-лучей производились с химически очищенным от посторонних примесей источником. Эффективность очистки видна из рассмотрения рис. 8. Кривая *1* представляет собой жесткую часть одиночного спектра γ-лучей исходного препарата Hf^{181}. Спектры γ-лучей, связанных с примесями, оставшимися после первой и второй очисток, показаны кривыми *2* и *3*. Кривой *4* представлен спектр γ-лучей, полученный после двукратной очистки исходного препарата. Все четыре кривые нормированы на линию 482 keV. Как видно из рис. 8, относительные интенсивности линий 880 и 1100 keV в примесях возрастают, что позволяет считать их относящимися к другому элементу. Интенсивности этих двух линий примерно одинаковы. Последующие измерения привели к выводу, что они принадлежат, по-видимому, изотопу Sc^{46} ($T_{1/2}$ = 84 дня).

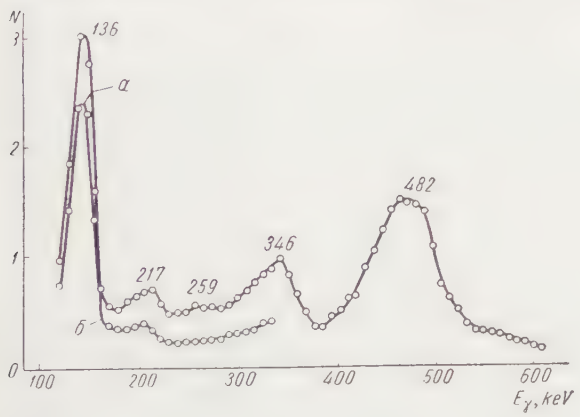


Рис. 7. Спектр γ-лучей, совпадающих: *а* — с β-частицами 30÷60 keV, *б*—с β-частицами > 65 keV

Жесткая часть спектра γ-лучей исследовалась на совпадениях со всеми γ-квантами без дискриминации по энергии. Измерения производились с химически неочищенным источником. Были обнаружены γ-переходы 700 и 850 keV.

Эти линии 700 ± 20 и 850 ± 30 keV, а также γ-переходы 619 и 1120 keV были найдены в спектре γ — β-совпадений (рис. 9). В этом случае источник

(также неочищенный) помещался внутрь кристалла стильбена высотой 20 мм. Отбор электронов по энергии не производился.

Переход с энергией 700 keV не был обнаружен ни в одиночном спектре очищенного источника, ни в спектре примеси. Последний факт совместно

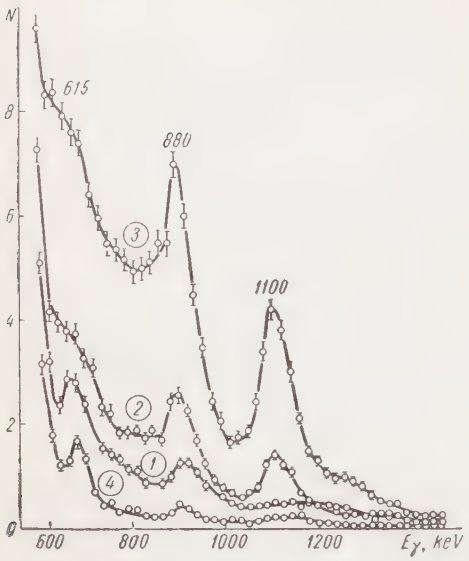


Рис. 8

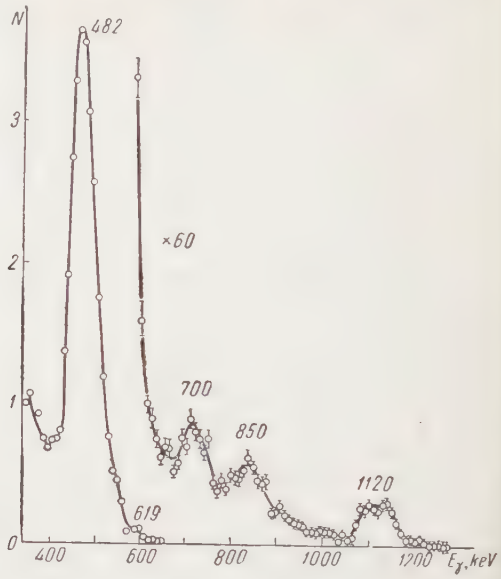


Рис. 9

Рис. 8. Спектр γ-лучей в жесткой области, иллюстрирующий эффективность химической очистки

Рис. 9. Спектр γ-лучей, совпадающих с β-частицами (отбор β-частиц по энергиям не производился)

с данными по относительным интенсивностям линий 700, 850 и 1120 keV из спектра γ — β-совпадений дает основание утверждать, что линия 700 keV принадлежит гафнию. Отсутствие этой линии в одиночном спектре объясняется трудностью ее обнаружения на спадающей части значительно более интенсивной линии 615 keV.

3. Обсуждение результатов

Из соотношения интенсивностей линий электронов внутренней конверсии были определены величины отношений коэффициентов конверсии α_K/α_L, $\alpha_{L_I}+\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_{III}}$, α_L/α_M и α_M/α_N для ряда γ-переходов в ядре Ta^{181}. По величинам α_K/α_L (для перехода 136,25 keV по величине $\alpha_{L_I}+\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_{III}}$) были установлены мультипольности соответствующих γ-переходов. Данные о коэффициентах внутренней конверсии и мультипольностях приведены в таблице.

Результаты по определению мультипольностей γ-переходов совпадают с данными работы [1], кроме перехода с энергией 476 keV. По нашим измерениям, этот переход оказывается типа $E2 + M1$, а не $M2$.

Наличие новых γ-переходов, обнаруженных в настоящей работе, позволяет дополнить схему уровней ядра Ta^{181} (рис. 10). Как видно из рис. 6, имеются совпадения между γ-переходами 476 и 482 keV, поэтому следует принять, что уровень с энергией возбуждения 958 keV у ядра Ta^{181} существует. Спин этого уровня, исходя из мультипольности перехода с энергией 476 keV, оказывается равным $3/2^+$. С уровня 958 keV имеется, вероятно, переход с энергией 342,3 keV на уровень 615 keV (линия 274,9 keV на рис. 3).

Энергия γ-перехода, keV	Отношение коэффициентов конверсии					Тип γ-перехода
	α_K/α_L	$\alpha_{L_I}+\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_{III}}$	α_L/α_M	α_M/α_N	$\alpha_L/\alpha_M+\alpha_N$	
133,02	1,03±0,04	1,38±0,01	4,31	3,7	3,4	*E2*
136,25	5,7	7	4,15	4,27	3,36	12%*E2*+88%*M1*
345,85	3,1±0,1	3,7±0,3	3,93	4,08	3,15	*E2*
476,0	4,91±0,06					79%*E2*+21%*M1*
482,0	4,53±0,08		4,16	3,36	3,2	90%*E2*+10%*M1*
615,5	4,96±0,04				3,02	*M3*

γ-Переход с энергией 699 keV идет на основное состояние ядра Ta^{181}, так как имеется β-спектр с граничной энергией ~340 keV (точное значение граничной энергии должно быть равно 324 keV — рис. 10).

Так как γ-лучи 259 keV дают совпадения только с электронами, имеющими энергию меньше 65 keV (рис. 7), то этот переход должен происходить с уровня 958 keV. γ-переход с энергией 217 keV идет с уровня 699 на уровень 482 keV ($5/2^+$). γ-Переход с энергией 347,6 keV наблюдается в спектре электронов внутренней конверсии, но не наблюдается в спектре совпадений с γ-квантами 482 keV.

Если этот переход принадлежит изотопу Ta^{181}, то он должен идти на уровень с энергией возбуждения 615 keV, имеющий время жизни $2\cdot10^{-5}$ сек. Исходя из этого, можно сделать предположение о наличии у ядра Ta^{181} возбужденного уровня с энергией 963 keV. Спин этого уровня не должен быть большим. При большом спине этот уровень не образовывался бы при β-распаде Hf^{181}, имеющего спин $1/2^+$. Если уровень с энергией возбуждения 963 keV существует, то линия 270 ± 20 keV на рис. 6 является суммой двух линий 259 и 264 keV.

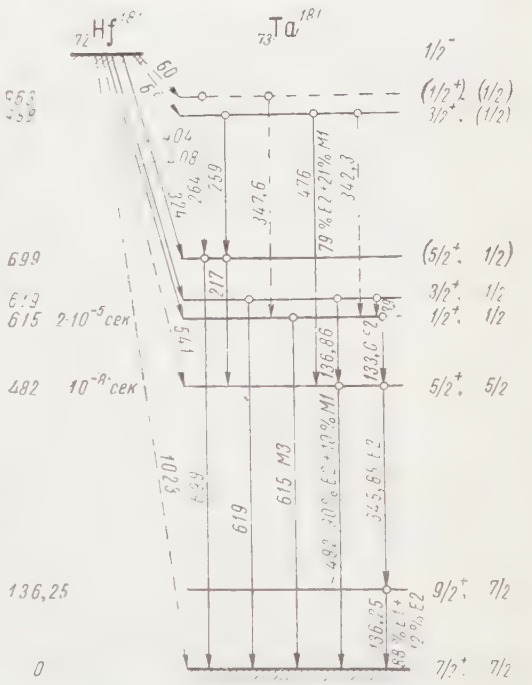


Рис. 10. Предлагаемая уточненная схема распада Hf^{181}

Согласно схеме Нильсона [3], у ядра Ta^{181}, кроме известных уровней, должны наблюдаться два близких уровня со спинами $1/2^+$ и $3/2^+$. Уровень с энергией возбуждения 963 keV является, по-видимому, одночастичным возбужденным уровнем со спином $1/2^+$. Возбужденный уровень с энергией 958 keV, имеющий спин $3/2^+$, может быть как одночастичным уровнем, так и первым возбужденным уровнем ротационной полосы, лежащим ниже своего основного состояния. Аналогичное явление наблюдается у некоторых изотопов франция и имеет место тогда, когда коэффициент a в формуле для энергии ротационных уровней отрицателен и по абсолютной величине больше единицы.

Возбужденный уровень с энергией 699 keV является, очевидно, ротационным уровнем со спином $5/2^+$ с основным состоянием полосы на уровне

615 keV (спин $1/2^+$). Положение уровня со спином $5/2^+$ может быть вычислено из ротационных полос Tu^{169} и Tu^{171}, которые имеют в основном состоянии спин $1/2^+$ с той же нуклонной конфигурацией, что и состояние с энергией 615 keV у ядра Ta^{181}. Такой расчет показывает, что уровень со спином $5/2^+$ должен иметь энергию возбуждения около 700 keV, что подтверждает предположение о ротационном характере этого уровня. Однако не исключена возможность, что этот уровень имеет одночастичную природу.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л. И. Русинову за постоянный интерес к работе, Д. А. Варшаловичу за обсуждение результатов работы, А. П. Егорову за проведение химической очистки препарата и Ю. Н. Андрееву за помощь в измерениях.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Boehm F., Marmier P., Phys. Rev., **103**, 342 (1956).
2. Debrunner P., Heer E., Kündig W., Rüetschi R., Helv. phys. acta, **29**, 463 (1956).
3. Nilsson S. G., Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat.- Fys. Medd., **29**, *16* (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. П. КОЧЕВАНОВ, Р. А. КУЗНЕЦОВ, А. И. МУРИН, В. П. ПОКРОВСКИЙ и Л. А. СМИРНОВ

О РАСПАДЕ Tu^{168}

Среди продуктов реакции глубокого расщепления Ta протонами энергии 660 MeV был обнаружен [1, 2] долгоживущий изотоп Tu^{168} ($T_{1/2}$=87 дн. [3], 85 дн. [4]). Наблюдались γ-линии [1] с энергиями 80, 100, 200, 350, 800 и 1100 keV и конверсионные электроны [2] перехода 79,7 keV. Дальнейшими работами [5—7] о Tu^{168}, образовавшемся при облучении Er протонами энергии 22 MeV, было установлено наличие γ-переходов 79,7; 99,9; 184,6; 199; 247; 448; 720 и 820 keV и существование изомерного уровня с $T_{1/2} = 12 \cdot 10^{-8}$ сек. На основании опытов по γ—γ-совпадениям была предложена схема уровней, изображенная на рис. 1. Характерной особенностью этой схемы является совпадение во времени γ-лучей 720 и 820 keV, причем в [6] указывалось на быстрый ($<10^{-8}$ сек) характер этих совпадений.

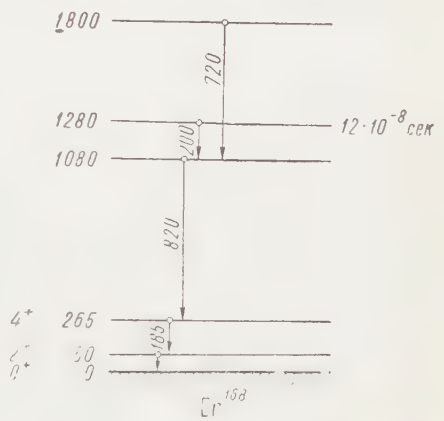


Рис. 1. Предварительная схема уровней Er^{168}

В настоящей работе, как и в [1, 2], был использован источник Tu^{168}, получавшегося в реакции глубокого расщепления Ta. Примесь других, более короткоживущих, изотопов Tu была пренебрежимо мала.

Исследование Tu^{168} производилось при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра и методики задержанных γ—γ-совпадений. γ-Спектрометр, прокалиброванный по интенсивностям, давал полуширину линии Cs^{137} ~9% (кристалл NaJ(Tl) размером 20×30 мм, фотоумножитель ФЭУ-С). Схема совпадений (на кристаллах NaJ(Tl) размером 12×30 мм) имела разрешающее время $2 \cdot 10^{-7}$ сек, а полуширина линии Cs^{137} составляла ~10,5% в каждом из каналов. В один из каналов помещалась переменная линия задержки с изменением времени задержки от 0 до 1 мксек ступенями через 0,01 мксек. Постоянная задержка в другом канале обеспечивала наблюдение быстрых совпадений при значении переменной задержки в первом канале ~0,3 мксек.

Результаты исследований представлены в табл. 1.

Время жизни метастабильного уровня было найдено из наклона кривой разрешения задержанных совпадений (например, рентгеновского излучения и линии 820 keV) и оказалось равным $0{,}11 \pm 0{,}015$ мксек.

В первой графе таблицы приведены энергии γ-лучей, обнаруженных в наших опытах. Следует заметить, что γ-линии 185 и 200 keV спектрометром не разрешаются. Поэтому о наличии двух линий можно было судить только по уширению кривой; данные об энергии этих переходов взяты из [7]. Обнаружен ряд новых γ-переходов, преимущественно в жесткой части спектра. Некоторые из этих переходов (640, 940 и 1300 keV) были

замечены [8] в γ-спектре, возникающем при захвате тепловых нейтронов ядрами Er.

Относительные интенсивности γ-переходов, приведенные во второй графе таблицы, получены с точностью ~15% ввиду сложности γ-спектра и

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Tu^{168}. Результаты опытов по γ—γ-совпадениям

Энергия γ-квантов, keV	Относительная интенсивность γ-линий	Совпадения с другими линиями*	Задержана ли γ-линия	Энергия γ-квантов, keV	Относительная интенсивность γ-линий	Совпадения с другими линиями*	Задержана ли γ-линия
45 (*x*)	1,6	—	Частично	650	0,20	—	
80	0,11	—	Да	720	0,45	720 (+), 820 (—)	Нет
100	0,05	—					
185	0,45	720 (+), 820 (+)	Частично	820	1,0	См. выше	Да
				910	0,1	—	
200	0,38	720 (—), 820 (+)	Да	1090	слабая	—	
				1270	0,05	—	Нет
250	0,09	—		1530	слабая	—	Нет
450	0,30	720 (—), 820 (+)	Нет	1640	слабая	—	Нет

* Плюс — наличие совпадения, минус — отсутствие.

связанных с этим трудностей разложения его на отдельные компоненты. Здесь следует отметить, что в γ-спектре Tu^{168} четко проявляется γ-линия ~ 1020 keV; однако было показано, что она является результатом суммирования импульсов (видимо, от линий 200 и 820 keV) в кристалле NaJ(Tl). Для этого мягкая (< 400 keV) часть спектра была ослаблена свинцовым фильтром; при этом линия 1020 keV перестала быть заметной, а проявилась более слабая линия 1090 keV.

В третьей графе таблицы представлены вполне достоверные сведения о γ — γ-совпадениях. При наблюдении совпадений линий 185 и 200 keV с линиями 720 и 820 keV наиболее четкие результаты были получены в том случае, когда неподвижный узкий канал схемы совпадений ставился на тот или иной склон группы 185 —200 keV (чтобы выделить только одну линию), а подвижным каналом проходилась группа 720—820 keV. Весьма интересным результатом является отсутствие совпадений 720 и 820 keV и наличие самосовпадений 720 keV (рис. 2). Этот факт явно противоречит схеме рис. 1. Указание на неправильность этой схемы дает и сравнение интенсивностей переходов 185 и 820 keV: интенсивность перехода 185 keV (мультипольности *E*2) оказывается меньше интенсивности перехода 820 keV.

В таблицу не включен очевидный результат — наличие совпадений рентгеновского излучения со всеми γ-линиями, а также сомнительные данные, например, о совпадениях группы 185, 200 keV с 450 keV и т. п.

Последняя графа таблицы содержит сведения о степени задержки γ-линий. Отсутствие или наличие задержки легко замечается по форме кривой разрешения в задержанных совпадениях. Степень задержки указана при этом несколько произвольно. Например, линии 185 и 200 keV дают задержанные совпадения с рентгеновским излучением. Интенсивность линии 200 keV в задержанных совпадениях больше интенсивности линии 185 keV, тогда как в обычном спектре (или незадержанных совпадениях) наблюдается обратная картина. Из этого лишь следует, что степень задержки линии 185 keV меньше, чем линии 200 keV. Иными словами, на уровень, питающий линию 185 keV, ведет относительно большее число

переходов мимо метастабильного уровня. «Да» в последней графе таблицы не означает, таким образом, обязательно полной задержки данного γ-перехода.

Был также снят спектр задержанных совпадений с рентгеновским излучением в области 20—250 keV. Неподвижный канал ставился на пик рентгеновского излучения; вводилась задержка для устранения незадержанных совпадений, а подвижный канал перемещался в области 20—250 keV. Полученные при этом относительные интенсивности рентгеновского излучения и линий 80, 185 и 200 keV оказались примерно следующими:

$$I_X : I_{80} : I_{185} : I_{200} = 40 : 8 : 40 : 55.$$

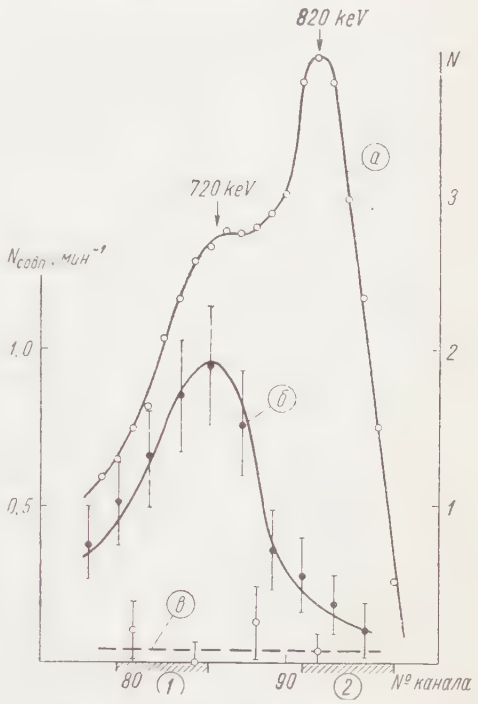


Рис. 2. Спектр совпадений в области 720—820 keV: *а* — группа линий 720, 820 keV, снятая подвижным каналом, при выключенном неподвижном канале; *б* — спектр совпадений при установке неподвижного канала на линии 720 keV (в положении 1); *в* — спектр совпадений при установке неподвижного канала на линии 820 keV (в положении 2)

Задержанное рентгеновское излучение возникает за счет конверсии задержанных переходов. Поэтому

$$I_X \approx \omega_K (\alpha_{K\text{-}80} I_{80} + \alpha_{K\text{-}185} I_{185} + \alpha_{K\text{-}200} I_{200}),$$

где ω_K — коэффициент флуоресценции, α_K — коэффициенты конверсии на K-оболочке. Предполагая мультипольность переходов 80 и 185 keV равной $E2$, можно найти теоретические значения $\alpha_{K\text{-}80}$ и $\alpha_{K\text{-}185}$ [9] и получить оценку для коэффициента конверсии на K-оболочке для перехода 200 keV. Оказалось, что $\alpha_{K\text{-}200} = 0{,}37 \pm 0{,}1$. При этом не учитывалось задержанное рентгеновское излучение, возникающее в результате конверсии более высоко энергетичных, чем 200 keV, γ-переходов. Это не вносит большой погрешности, так как коэффициент конверсии линии 820 keV должен быть невелик, а других интенсивных задержанных переходов нет (см. табл. 1).

Таблица 2

α_K для перехода 200 keV

$\alpha_{K_{эксп}}$	$\alpha_{K_{теор}}$				
	E1	*E2*	*M3*	*M1*	*M2*
0,37±0,1	0,043	0,166	0,512	0,34	1,78

Экспериментальная оценка величины $\alpha_{K\text{-}200}$ ближе всего согласуется с теоретическим значением α_K для мультипольности перехода $M1$ [9] (см. табл. 2).

После выполнения данной работы появилась короткая заметка [10], в которой была предложена следующая последовательность уровней: 79,9(2^+); 264,4(4^+); 549,1(6^+); 822,0(2^+); 896,7(3^+); 996(4^+); 1095 (3 или 4^-.

$T = 12 \cdot 10^{-8}$ сек) и 1543.1(4$^-$) keV. Уровни 822, 897 и 996 keV образуют вторую ротационную полосу.

На рис. 3 показана эта схема, дополненная уровнями 1345 и 1720 keV. Положение этих уровней определяется в основном энергетическими сообра-

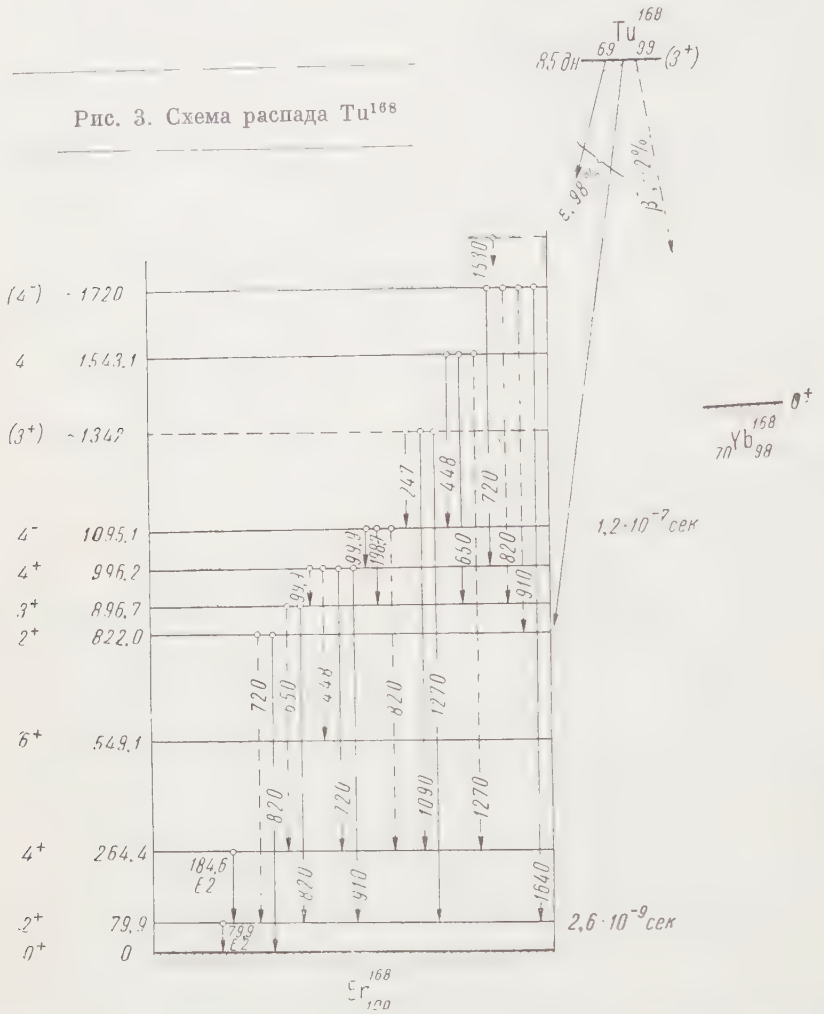


Рис. 3. Схема распада Tu^{168}

жениями. После их введения все наблюденные γ-линии размещаются в схеме, за исключением линии 1530 keV. Некоторое различие в разностях энергий уровней и энергиях γ-переходов может быть либо отнесено за счет недостаточной точности определения последних, либо объяснено существованием близких по энергиям и неразрешаемых прибором переходов. Такие возможности, не противоречащие предполагаемым характеристикам уровней, отмечены на схеме пунктиром. Время жизни уровня 80 keV указано по данным работы [11]. Из рассмотрения рис. 3 видно, что наши данные не противоречат изображенной на нем схеме, за исключением мультипольности перехода 200 keV. Более детальное обсуждение схемы распада требует, на наш взгляд, дополнительных экспериментальных данных.

Авторы выражают глубокую благодарность И. А. Ютландову за выполненную им химическую часть работы и Л. К. Пекеру за участие в обсуждении полученных результатов.

Лаборатория ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований
Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1004 (1957).
2. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 918 (1957).
3. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., **75**, 1370 (1949).
4. Handley T. H., Olson E. L., Phys. Rev., **94**, 968 (1954).
5. Jacob K. P., Mihelich J. W., Harmatz B., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **2**, 260 (1957).
6. Mihelich J. W., Harmatz B., Phys. Rev., **106**, 1232 (1957).
7. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Phys. Rev., **108**, 989 (1957).
8. Грошев Л. В., Демидов А. М., Луценко В. Н., Пелехов В. И., Атомная энергия, **4**, 5 (1958).
9. Слив Л. А., Банд И. М. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии, ч. 1, К-оболочка. Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
10. Jacob K. P., Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **3**, 358 (1958).
11. Берлович Э. Е., Гротовский К., Бониц М., Брослав В. И., Флейшер В. П., Преображенский Б. К., Материалы совещания по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций и β- и γ-спектроскопии нейтронодефицитных ядер, т. 3.— Дубна, 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. И. ЗАЙКА и О. Ф. НЕМЕЦ

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ $Be^9(d,p)Be^{10}$, $Si^{28}(d,p)Si^{29}$ и $Bi^{209}(d,p)Bi^{210}$

Изучение реакций срыва представляет интерес как для теории ядерных реакций, так и для теории ядерных моделей — оно позволяет определять квантовые характеристики ядер.

Имеющиеся по этому вопросу экспериментальные работы выполнены, как правило, при энергиях дейтронов, не превышающих 3 ÷ 5 MeV. Исключение составляет группа работ, выполненных на Ливерпульском циклотроне при энергии дейтронов, равной 9 MeV [1], и отдельные работы при энергиях дейтронов до 15 MeV [2].

Изучение реакций срыва при высоких энергиях дейтронов весьма интересно, так как, во-первых, при этих энергиях на ходе реакции меньше сказывается влияние кулоновского барьера, что позволяет вести измерения на ядрах средних и больших массовых чисел; во-вторых, уменьшается вклад процесса, идущего путем образования составного ядра, возбужденные состояния которого при этом будут лежать в области квазинепрерывных уровней, что упрощает сравнение теории с экспериментом; наконец, в-третьих, изучение реакций в этой области энергий имеет самостоятельный интерес с точки зрения теории ядерных реакций.

Небольшое количество исследований в области высоких энергий может быть объяснено, как нам кажется, значительными трудностями, которые приходится преодолевать при ведении эксперимента. Эти трудности связаны с требованиями избирательности и достаточно хорошего энергетического разрешения ($\lesssim 2 \div 3\%$), предъявляемыми к спектрометру. Последнее требование исключает использование спектрометров с поглотителями и двухкристального избирательного сцинтилляционного спектрометра, разрешение которых значительно хуже, чем $2 \div 3\%$, и заставляет использовать магнитные спектрометры и ионизационные камеры. Магнитные спектрометры, обладая наиболее высоким энергетическим разрешением, имеют малую светосилу, обработка полученных на них экспериментальных результатов очень громоздка, а кроме того, они не обладают универсальной избирательностью.

Исходя из изложенных соображений, нами был разработан избирательный спектрометр на базе ионизационной камеры [3].

Методика эксперимента

Измерение углового распределения протонов проводилось на выведенном пучке дейтронов циклотрона Института физики АН УССР. Расположение спектрометра, монитора и коллиматоров показано на рис. 1. Монитором служил пороговый сцинтилляционный счетчик.

Для изучения спектров протонов избирательный спектрометр был несколько упрощен по сравнению с описанным в работе [3]. Разрезной электрод состоит всего из двух частей, а не из четырех, как ранее.

Размеры пластин выбраны таким образом, что при рабочем давлении в камере пробеги дейтронов, тритонов и α-частиц заканчиваются в пре-

делах расположения первой пластины, а второй пластины могут достигать лишь протоны (рис. 2). Избирательное действие спектрометра для реакций $Be^9 + d$ показано на рис. 3. При настройке схемы на совпадения импульсов от второго и основного электродов регистрируются только протоны (рис. 3, *а*) при совпадении импульсов первого и основного электродов — протоны, дейтроны, тритоны и α-частицы (рис. 3, *б*), а при дополнительном включении импульсов от первого и второго электродов на

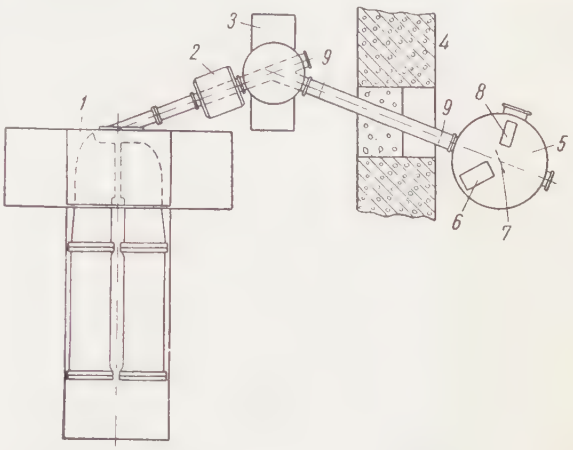


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — ускоритель, *2* — фокусирующий магнит, *3* — отклоняющий магнит, *4* — защита, *5* — реакционная камера, *6* — спектрометр, *7* — мишень, *8* — монитор, *9* — коллиматоры

антисовпадения протоны не регистрируются (рис. 3, *в*). После схемы совпадений—антисовпадений импульсы подаются на многоканальный амплитудный анализатор с магнитной памятью [4]. Энергетическое разрешение

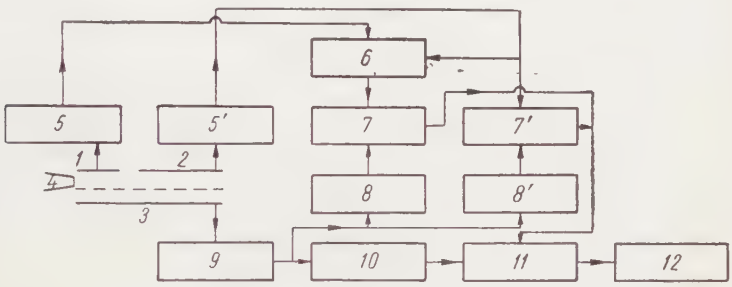


Рис. 2. Блок-схема спектрометра: *1* — первая пластина спектрометра, *2* — вторая пластина, *3* — основная пластина, *4* — входная фольга, *5* и *5′*—усилители, *6*—схема антисовпадений, *7* и *7′*—схемы совпадений, *8* и *8′* — дискриминаторы, *9* — линейный усилитель, *10* — линия задержки, *11* — совпадения с сохранением амплитуды, *12* — многоканальный амплитудный анализатор

составляло ~3%, но оно может быть существенно улучшено. Подробное описание избирательного спектрометра дано в работе [3].

Результаты измерений

На рис. 4—9 показано угловое распределение протонов, соответствующих основным возбужденным состояниям Be^{10}, Si^{29}, а также основному состоянию Bi^{210}.

Точками отмечены экспериментальные значения; сплошные кривые — расчетные по формуле Батлера [5]. При расчете для кремния и висмута радиус вычислялся по известной формуле $r_0 = (1{,}7 + 1{,}22\ A^{1/3}) \cdot 10^{-13}$ см. Для бериллия наилучшее согласие с экспериментальными кривыми получается при значении радиуса, равном $4{,}8 \cdot 10^{-13}$см, несколько большем, чем дает формула.

Обсуждение результатов

$Be^9(dp)Be^{10}$

Как видно из рис. 4 и 5, угловые распределения протонных групп, соответствующих основному и возбужденному состоянию Be^{10}, согласуются с теоретическими кривыми для случая, когда нейтрон захватывается с угловым моментом $l_n = 1$. При значении спина основного состояния Be^9, равном $3/2^-$, спины для основного и первого возбужденного состояния Be^{10} могут быть равны 0^+, 1^+, 2^+ или 3^+. Исходя из общего правила для спинов четно-четных ядер, следует принять для основного состояния Be^{10} спин 0^+, а для возбужденного состояния 1^+, 2^+ или 3^+, так как значение 0^+ следует исключить ввиду наличия γ-перехода из первого возбужденного состояния [6].

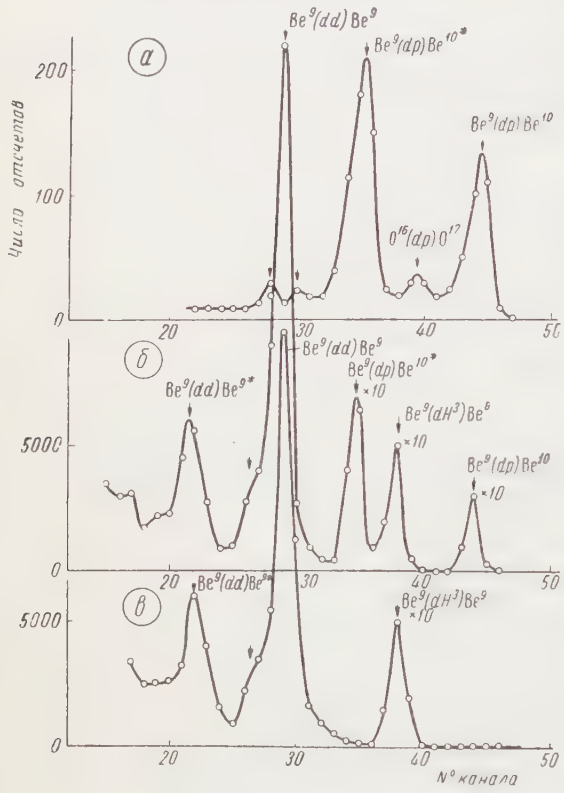


Рис. 3. Спектры совпадений импульсов продуктов реакции $Be^9 + d$: *а* — от второго и основного электродов, *б* — от первого и основного электродов, *в* — от первого и основного электродов, когда схема включена на антисовпадения с импульсами от второго электрода

$Si^{28}(dp)Si^{29}$

Протонная группа, соответствующая основному состоянию Si^{29}, имеет угловое распределение, согласующееся с теоретическим при значении $l_n = 0$ (рис. 6). Это значит, что основное состояние Si^{29} имеет спин 1/2 и четную четность, так как у Si^{28} основное состояние имеет спин 0^+. При возбуждении первого уровня Si^{29} нейтрон захватывается с $l_n = 2$ (рис. 7). Возможные спины этого состояния 3/2 и $5/2^+$. Для второго, третьего и четвертого уровней угловые распределения построить не удалось ввиду малой интенсивности соответствующих протонных групп. Для пятого уровня $l_n = 3$ (рис. 8), а возможные спины $5/2^-$ и $7/2^-$. Допустимые значения спина и четности основного и первого возбужденного состояния находятся в согласии с предсказанием оболочечной модели [7]. Для уровня 3,62 MeV оболочечная модель допускает только значение $1/2^+$. Полученное нами значение может быть объяснено, если предположить, что Si^{29} имеет сплюснутую форму [8].

$Bi^{209}(dp)Bi^{210}$

Эта реакция при энергиях дейтронов 14 ÷ 15 MeV изучалась рядом авторов [2] и ранее. Однако в одних экспериментах угловое распределение протонов не имеет ярко выраженного максимума, свойственного реакциям срыва, а в другом случае найденное значение спина и четности

основного состояния Bi^{210} (0^-) расходится со значением, полученным Смитом (цитировано в [9]), но согласуется с расчетами Прайса [10] и Бринка [9]. Найденное нами угловое распределение протонов имеет два характерных максимума при углах 50 и 85°. Максимумы рассчитанных

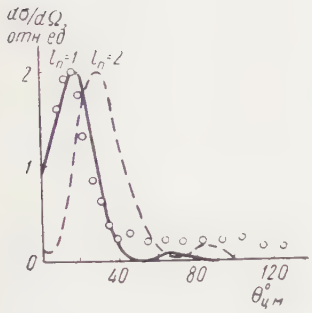


Рис. 4

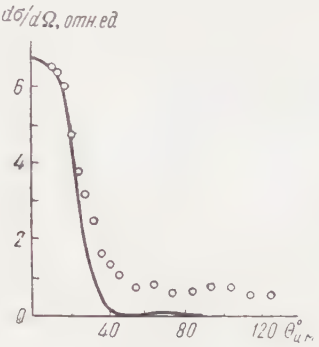


Рис. 5

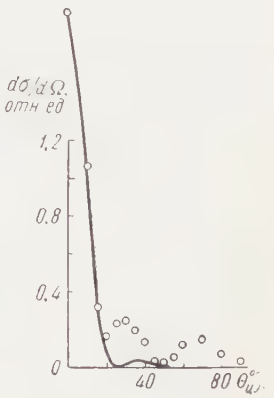


Рис. 6

Рис. 4. Угловое распределение протонов из реакции $Be^9(dp)Be^{10}$. $Q = 4{,}596$ MeV; $l_n = 1$; $R_0 = 4{,}8 \cdot 10^{-13}$ см. Кривые — по формуле Батлера [5]

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для реакции $Be^9(dp)Be^{10*}$. $Q = 1{,}22$ MeV; $l_n = 1$; $R_0 = 4{,}8 \cdot 10^{-13}$ см

Рис. 6. То же, что на рис. 4, для реакции $Si^{28}(dp)Si^{29}$. $Q = 6{,}246$ MeV; $l_n = 0$; $R_0 = 5{,}4 \cdot 10^{-13}$ см

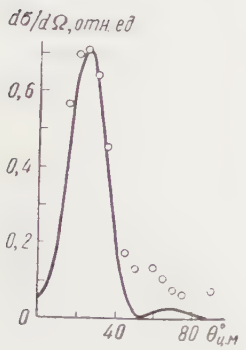


Рис. 7

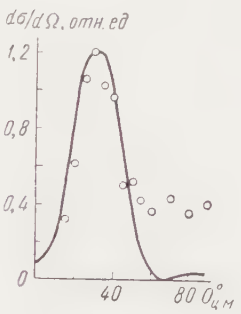


Рис. 8

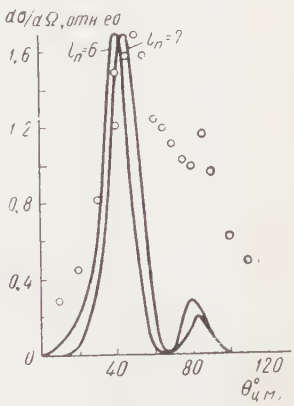


Рис. 9

Рис. 7. То же, что на рис. 4, для реакции $Si^{28}(dp)Si^{29*}$. $Q = 4{,}97$ MeV; $l_n = 2$; $R_0 = 5{,}4 \cdot 10^{-3}$ см

Рис. 8. То же, что на рис. 4, для реакции $Si^{28}(dp)Si^{29*}$. $Q = 2{,}62$ MeV; $l_n = 3$; $R_0 = 5{,}4 \cdot 10^{-13}$ см

Рис. 9. То же, что на рис. 4, для реакции $Bi^{209}(dp)Bi^{210}$. $Q = 1{,}94$ MeV; $l_n = 6$; $R_0 = 8{,}9 \cdot 10^{-13}$ см

угловых распределений для $l_n = 6$ и $l_n = 7$ лежат при углах 40, 80 и 45, 85°; если принять значение $l_n = 6$, то спин основного состояния может быть 1^-. Значение $l_n = 5$, необходимое для получения спина основного состояния Bi^{210}, равного 0^+, как нам кажется, является маловероятным. Для окончательного решения этого вопроса следует учесть в расчетах кулоновское и ядерное взаимодействие [10].

Авторы выражают благодарность М. В. Пасечнику за постоянный интерес к работе и ряд ценных советов, Г. А. Косинову и В. Н. Добрикову

за помощь в работе, Ю. А. Биньковскому за приготовление мишеней, а также всему персоналу циклотронной лаборатории, обеспечившему бесперебойную работу циклотрона.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Holt J. R., Marsham T. H., Proc. Phys. Soc., **A66**, 249, 258, 457, 565, 1032 (1953); El Bedewi F. A., Proc. Phys. Soc., **A69**, 221 (1956); Green T. S., Middleton R., Proc. Phys. Soc., **A69**, 16 (1956).
2. Gove H. E., Phys. Rev., **81**, 364 (1951); Harvey J., Canad. J. Phys., **31**, 278 (1953); Wall N. S., Phys. Rev., **96**, 664 (1954).
3. Немец О. Ф., Труды сессии АН УССР по мирному использованию атомной энергии, стр. 145.— Изд. АН УССР, Киев, 1958.
4. Офенгенден Р. Г., Коненко Л. Д., Котова В. Г., Труды сессии АН УССР по мирному использованию атомной энергии, стр. 161.— Изд. АН УССР, Киев, 1958.
5. Butler S. T., Proc. Roy. Soc., **A208**, 559 (1951).
6. Hornyak W. F., Lauritsen T., Rasmussen V. K., Phys. Rev., **76**, 581 (1949).
7. Klinkenberg P. F. A., Rev. Mod. Phys., **24**, 63 (1952).
8. Bromley D. A., Gove H. E., Paul E. B., Litherland A. E., Almquist E., Canad. J. Phys., **35**, 1057 (1957).
9. Brink D. M., Proc. Phys. Soc., **A67**, 757 (1954).
10. Pryce M. H. L., Proc. Phys. Soc., **A65**, 73 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Д. Г. АЛХАЗОВ, А. П. ГРИНБЕРГ, Г. М. ГУСИНСКИЙ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С УГЛЕРОДОМ И КИСЛОРОДОМ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ИССЛЕДОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Введение

Исследование кулоновского возбуждения высокоэнергетических уровней требует повышения энергии бомбардирующих частиц. Использование протонов или α-частиц в таких опытах приводит к резкому возрастанию γ-фона (особенно в случае бомбардировки легких ядер), который возникает за счет ядерных реакций, идущих с образованием составного ядра. Интенсивность фоновых γ-лучей в принципе должна сильно уменьшаться, если в качестве бомбардирующих частиц применять тяжелые ионы [1].

Однако уже при первых попытках использовать ионы азота с $E = 25$ MeV для возбуждения высокоэнергетических ядерных уровней изотопов олова мы столкнулись с наличием фоновых γ-линий, интенсивность которых во много раз превышала ожидаемую интенсивность γ-линий, испускаемых в результате кулоновского возбуждения.

С целью выяснения происхождения и характера фонового γ-излучения мы исследовали γ-спектры более сорока различных элементов, их соединений и изотопов, возникающие при их бомбардировке ионами C^{12}, N^{14}, O^{16}, Ne^{20} и Ne^{22}. Регистрация γ-излучения осуществлялась при помощи сцинтилляционного спектрометра, состоящего из кристалла NaJ(Tl) ∅ 40 мм и высотой 40 мм в сочетании с фотоумножителем ФЭУ-11 и пятидесятиканальным анализатором импульсов. В этих опытах использовалась та же «близкая геометрия», что и в остальных наших работах [2, 3] по исследованию γ-лучей, испускаемых в результате кулоновского возбуждения ядерных уровней. Расстояние от мишени до передней поверхности кристалла составляло 2,7 мм. Спектры γ-излучения исследовались в области от 0,1 до 2 MeV. Калибровка γ-спектрометра по энергии производилась при помощи радиоактивных источников γ-излучения.

Спектры фонового излучения измерялись для случаев, когда в качестве бомбардирующих частиц использовались ионы C^{12} с $E = 13{,}6$ MeV, N^{14} с $E = 11 \div 40$ MeV, O^{16} с $E = 18{,}1$ MeV, Ne^{20} с $E = 23{,}1 \div 27{,}8$ MeV и Ne^{22} с $E = 25{,}8$ MeV. Ионы ускорялись на циклотроне ЛФТИ.

1. Спектры фонового γ-излучения в опытах с ионами азота

Спектры фонового γ-излучения наиболее подробно изучались в случае, когда в качестве бомбардирующих частиц использовались ионы азота, поскольку в наших исследованиях кулоновского возбуждения ядер эти ионы применялись наиболее часто.

Для уменьшения числа возможных ядерных реакций (каналов для распада составного ядра) первоначально была выбрана относительно небольшая энергия ионов азота — 15,9 MeV. Выяснилось, что при облу-

чении любой мишени, содержащей элементы с $Z \geqslant 11$, помимо γ-линий, связанных с кулоновским возбуждением, всегда наблюдались четыре фоновые γ-линии с энергиями 0,35; 0,51; 0,59 и 1,37 MeV; линия 0,51 MeV по интенсивности была много слабее линии 0,59 MeV. Установлено было,

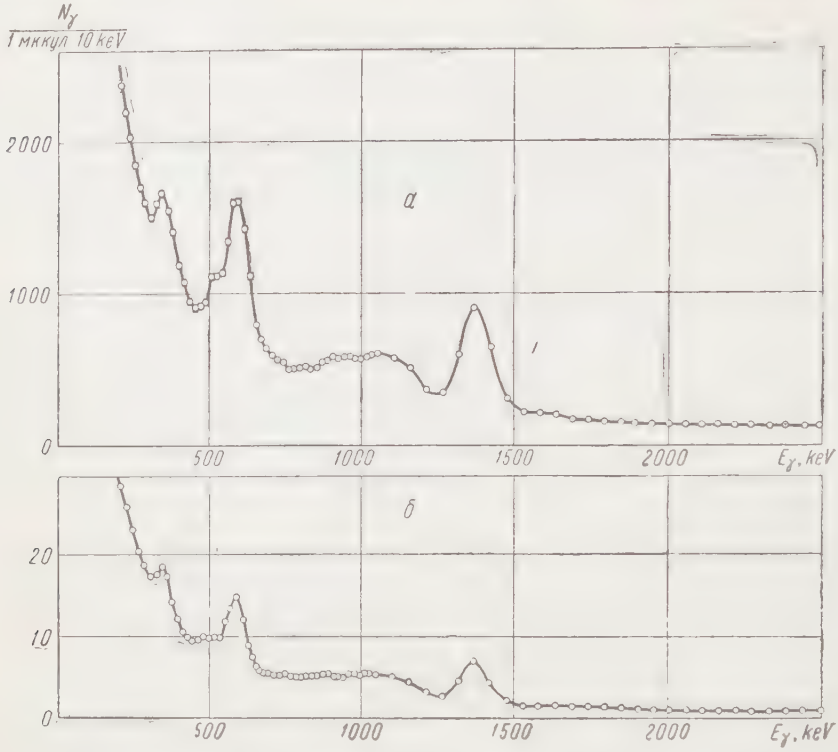


Рис. 1. Спектры γ-излучения, испускаемого при бомбардировке различных мишеней ионами азота с энергией 15,9 MeV; мишени: *а* — графит, *б* — никель. По оси ординат отложен выход γ-лучей, отнесенный к 1 мккул в пучке ионов и к ширине канала анализатора, равной 10 keV

что интенсивность указанных γ-линий, отнесенная к одному микрокулону в пучке ионов, резко возрастала (во многих случаях на два порядка), когда мишенью служил графит.

Естественно предположить, что все названные выше фоновые линии являются результатом ядерных реакций азота с углеродом. Появление одних и тех же фоновых линий при бомбардировке различных мишеней ионами азота, по-видимому, связано с наличием углерода, содержащегося в этих мишенях в виде примеси либо осаждающегося на поверхность мишени в составе паров масла и выделяющегося при их последующем разложении под действием пучка ионов. Ниже, в разделе 2, будут приведены дополнительные доводы в пользу такого предположения.

На рис. 1 изображены спектры фоновых γ-линий, испускаемых при бомбардировке углерода и никеля ионами азота с $E_N = 15{,}9$ MeV. Видно, что спектры одинаковы.

При понижении энергии ионов азота до 11,25 MeV и бомбардировке графитовой мишени интенсивность непрерывного γ-фона и фоновых линий 1,37 и 0,59 MeV уменьшается, а линии 0,51 и 0,35 MeV более не наблюдаются. Повышение энергии ионов азота приводит к увеличению интенсивности непрерывного фона и фоновых линий. При этом относительная интенсивность линии 0,51 MeV растет по сравнению с интенсивностью линии 0,59 MeV. Это обстоятельство связано, по-видимому, с увеличением

числа каналов, приводящих к образованию β^+-активных ядер при распаде составного ядра.

При бомбардировке мишеней, содержащих легкие элементы, при повышении E_X сильно увеличивается непрерывный γ-фон и появляются

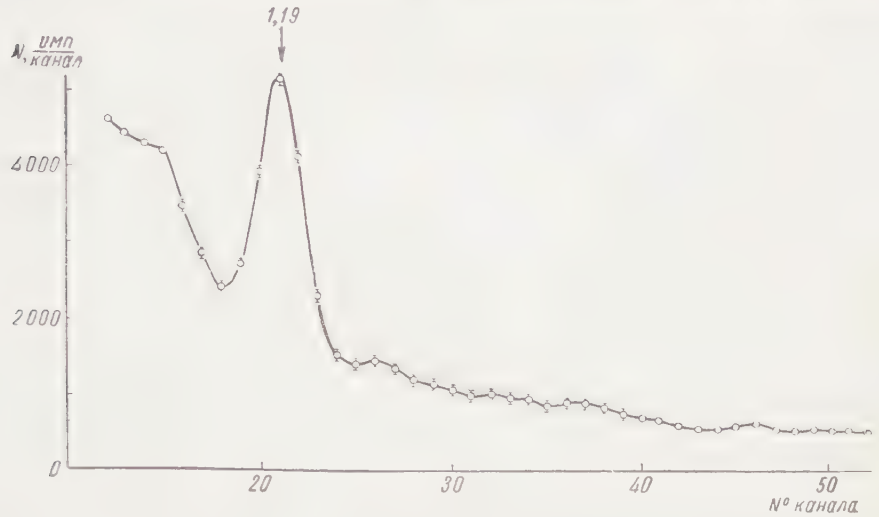


Рис. 2. Спектр γ-излучения, испускаемого при бомбардировке Ni^{62} четырехзарядными ионами азота с энергией 35 MeV

добавочные фоновые линии, кроме четырех, указанных выше. Так при бомбардировке кремния ионами азота с $E_X = 25$ MeV наблюдается фоновая γ-линия 1,63 MeV, а при бомбардировке алюминия — линии 0,69 и 0,81 MeV. При увеличении E_X наблюдается уменьшение относительного выхода реакций, происходящих в тонкой углеродной пленке; очевидно

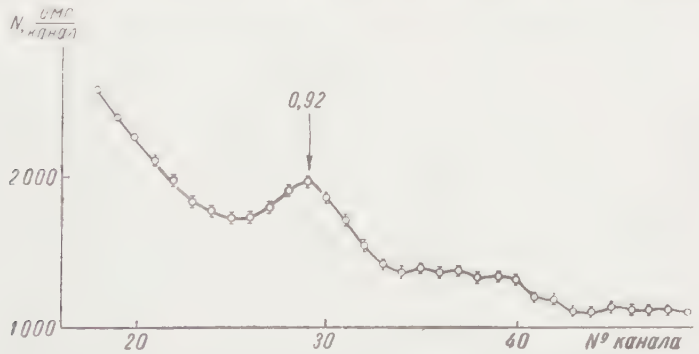


Рис. 3. Спектр γ-излучения, испускаемого при бомбардировке ванадия четырехзарядными ионами азота с энергией 35 MeV

это — результат увеличения пробега ионов азота. Это обстоятельство приводит к тому, что в ряде случаев при бомбардировке легких элементов фоновая линия 1,37 MeV исчезает в сплошном фоне. Наоборот, в случае бомбардировки тяжелых и средних элементов непрерывный γ-фон возрастает мало и интенсивность линии 1,37 MeV во много раз превышает его интенсивность на этом участке спектра.

На рис. 2 и 3 представлены спектры γ-излучения, полученные при бомбардировке Ni^{62} и ванадия ионами азота с $E_N = 35$ MeV. На этих рисунках стрелками отмечены линии, связанные с кулоновским возбуждением ядерных уровней. Из рис. 2 и 3 видно, что фоновая линия 1,37 MeV при бомбардировке никеля и ванадия не наблюдается.

При малых значениях E_N исследование кулоновского возбуждения уровня с $\Delta E = 1{,}33$ MeV в Ni^{60} оказалось невозможным из-за наличия фоновой линии 1,37 MeV (при $E_N = 15{,}9$ MeV расчетный выход линии, связанной с кулоновским возбуждением линии 1,33 MeV в Ni^{60}, составляет 7 имп мккул$^{-1}$, а наблюдаемый на опыте выход фоновой линии 1,37 MeV равен 300 имп мккул$^{-1}$).

Получение количественных данных о кулоновском возбуждении линии 1,33 MeV в Ni^{60} при $E_N = 35$ MeV оказалось возможным в связи с тем, что при этой энергии ионов азота выход γ-квантов в результате кулоновского возбуждения достаточно велик по сравнению с непрерывным γ-фоном, а интенсивность фоновой линии 1,37 MeV настолько мала по сравнению с непрерывным фоном, что эту линию невозможно обнаружить.

При бомбардировке углерода ионами азота с $E_N = 25$ MeV фоновые линии 0,51 и 0,59 MeV тоже практически скрываются в фоне непрерывного γ-излучения. Эти линии исчезают также в непрерывном фоне и при бомбардировке других элементов. Однако при бомбардировке ионами азота с $E_N = 25$ MeV легких элементов (например, фосфора) пик с $E = 0{,}51$ MeV вновь появляется. Его, по-видимому, следует приписать образованию β^+-активных ядер.

При повышении энергии ионов азота до 35 MeV в спектре γ-излучения из графитовой мишени вновь наблюдается линия 0,51 MeV. Ее появление связано, по-видимому, с увеличением числа каналов, для которых разрядка составного ядра (Al^{26}) приводит к образованию β^+-активных ядер.

Помимо реакций азота с углеродом источником фоновых линий в принципе могут быть реакции азота с другими легкими элементами, имеющимися в мишени в качестве примесей. γ-Линии, связанные с ядерными реакциями, наблюдались нами при облучении Li, Be и B ионами азота с $E_N = 11{,}2$ MeV. Если энергию ионов азота повысить до $E \geqslant 25$ MeV, фоновые γ-линии появляются и при бомбардировке таких элементов, как P, Al, Si. Однако примеси всех этих легких элементов в наших мишенях обычно были столь малыми, что все такие фоновые линии на практике не наблюдались. Обычно существенную роль играла лишь примесь кислорода. Не говоря уже о тех случаях, когда мишень имеется лишь в виде окиси, часто даже мишени, изготовленные из чистого металла, содержат кислород в виде поверхностной оксидной пленки. Кроме того, небольшие количества окисей в виде примесей содержатся обычно в разделенных изотопах в металлическом состоянии.

При бомбардировке ионами азота мишеней, содержащих кислород, нами всегда наблюдались интенсивные фоновые линии 0,51 и 1,78 MeV. Кроме того, наблюдалось повышение интенсивности фоновых линий 0,59 и 1,37 MeV. С повышением энергии ионов азота с 15 до 40 MeV при бомбардировке мишеней, содержащих кислород, интенсивность линии 1,78 MeV растет значительно быстрее, чем интенсивность фоновой линии 1,37 MeV, связанной с реакцией азота с углеродом.

2. Спектры фонового γ-излучения в опытах с ионами C^{12}, O^{16}, Ne^{20} и Ne^{22}

Изучение спектров фонового γ-излучения при бомбардировке ионами C^{12}, O^{16}, Ne^{20} и Ne^{22} различных мишеней, состоящих из элементов с $Z > 11$, показало, что характер фонового γ-спектра не меняется при бомбардировке ионами одного и того же сорта самых различных мишеней. Во всех случаях

интенсивность фоновых линий при бомбардировке графита возрастала в 10—100 раз по сравнению с интенсивностью этих же линий при бомбардировке мишеней из других элементов. Это обстоятельство, наряду с аналогичными фактами для ионов азота, делает очень правдоподобным предположение о том, что наблюдаемые при бомбардировке самых различных мишеней фоновые γ-линии возникают при ядерных реакциях указанных бомбардирующих частиц с примесными ядрами углерода.

Однако возможно и другое объяснение. Речь может идти о выхватывании нейтрона или протона налетающим ядром азота из ядра облучаемого элемента или, наоборот, о передаче ядром азота каких-либо частиц ядру мишени. В таких случаях, независимо от состава облучаемой мишени, должны получаться одни и те же ядра, например N^{13} [4, 5]. Образование β-активных ядер N^{13} было установлено по периоду полураспада и максимальной энергии β-частиц. Следует отметить, что в ряде случаев (в том числе и в случае N^{13}) возбужденные состояния ядер, образующихся из N^{14} при реакции указанного типа, изучены далеко не полностью, так что неизвестно, из каких именно γ-линий должен состоять спектр высвечивания этих состояний. Поэтому те фоновые γ-линии, которые наблюдались нами при бомбардировке различных элементов ионами азота, можно было бы попытаться объяснить разрядкой ядер N^{13} или других, которые в реакциях указанного типа первоначально образовались в возбужденном состоянии.

С целью выяснения происхождения фоновых линий мы облучили мишень, содержащую кислород (мишень из PbO), ионами углерода с $E = 13.6$ MeV. В этом случае во время облучения наблюдались γ-линии 1.4 MeV (за счет реакции C + O) и 1,63 MeV; последняя присутствует во всех γ-спектрах, испускаемых при бомбардировке различных элементов ионами углерода. Если эта линия получается в результате реакции C + + C, т. е. связана с примесными ядрами углерода, то она должна отсутствовать в спектре γ-лучей, испускаемых при бомбардировке углерода ионами кислорода, так как в реакции O + C получается линия 1,37, а не 1,63 MeV. Если же при бомбардировке PbO ионами углерода линия 1,63 MeV получается за счет реакции с ядрами кислорода, то она должна наблюдаться в γ-излучении, испускаемом при бомбардировке углерода ионами кислорода.

Бомбардирующие частицы		E_γ, MeV	
тип частицы	энергия, MeV	реакции с углеродом	реакции с кислородом
C^{12}	13,6	0,44 0,51 1,63	0,51 ~1,0 1,37
N^{14}	15,9÷40	0,35 0,51 0,59 1,37	0,51 0,59 ~1 1,37 1,78 (очень интенсивная)
O^{16}	18,1	0,51 1,37	—
Ne^{20}*	23,1	—	0,69
Ne^{22}	25,8	**	**

* При бомбардировке графитовой мишени ионами Ne^{20} с $E = 27{,}8$ MeV наблюдается большое количество фоновых γ-линий. Их интенсивность мала по сравнению с непрерывным фоном.

** Фоновые линии (с заметной интенсивностью) отсутствуют.

Был поставлен опыт, в котором графитовая мишень бомбардировалась ионами кислорода. Их энергия (18.1 MeV) была выбрана так, чтобы энергия столкновения при бомбардировке углерода была равна энергии столкновения при бомбардировке кислорода ядрами C^{12} с энергией 13,6 MeV. В этом случае выход линии 1,63 MeV, отнесенный к одному микрокулону тока, падающего на мишень, должен быть одинаков в реакциях $C^+ + O$ и $O^+ + C$, так как содержание кислорода в PbO мало, наблюдаемый выход γ-линии 1.63 MeV при бомбардировке $O^+ + C$ должен намного превосходить выход этой линии при бомбардировке $C^+ + PbO$. Опыт показал, однако, что при бомбардировке $O^+ + C$ линия 1,63 MeV не наблюдается.

Таким образом, на примере реакции $C^+ + O$ показано, что фоновая линия 1,63 MeV возникает за счет реакции с примесными ядрами углерода, а не за счет реакции вырывания или передачи частиц. Есть все основания думать, что и в остальных случаях (т. е. в случаях реакций, вызываемых ионами азота и кислорода) наблюденные нами фоновые линии появляются как результат реакций ионов с примесными ядрами углерода.

Воспользовавшись полученными данными о выходе γ-линии 1,37 MeV при бомбардировке толстой графитовой мишени ионами азота с $E = 11 \div 25$ MeV и расчетными значениями dE/dR при торможении этих ионов в углероде [6], мы оценили эффективную толщину пленки углерода, которая могла бы объяснить выход фоновой линии, наблюдаемый для различных мишеней. Толщина этой пленки на основании опытов, сделанных в области E_N от 11 до 25 MeV, составляет в среднем от 0,04 до 0,012 μ.

Значения энергий γ-линий, испускаемых при бомбардировке углерода и кислорода различными ионами, приводятся в таблице.

3. Некоторые соображения о происхождении фоновых линий

Большинство работ по исследованию реакций многозарядных ионов с различными элементами проводилось путем регистрации частиц, испускаемых β- или α-активными продуктами реакций. В литературе почти нет данных о γ-спектрах, испускаемых при бомбардировке различных элементов многозарядными ионами. Идентификация продуктов реакции по γ-лучам, испускаемым во время облучения мишени, затруднена тем, что часть этих γ-лучей не связана с образованием радиоактивных продуктов реакций. Как правило, времена жизни τ возбужденных уровней малы и, кроме того, неизвестны. Поэтому идентифицировать продукты реакции путем измерения τ не представляется возможным. Установление A и Z продуктов реакции затрудняется также тем, что при реакциях с многозарядными ионами возможно большое число каналов, по которым происходит распад составного ядра.

С целью выяснения вопроса о происхождении наблюдаемых фоновых линий мы составили энергетический баланс для всех мыслимых реакций ионов углерода, азота и кислорода с углеродом, отличающихся друг от друга продуктами реакций. Необходимые для расчета массы ядер брались из работы [7].

Для ионов углерода с $E_{\text{лаб}} = 13{,}6$ MeV энергетически возможными оказались лишь следующие шесть реакций:

$$C + C = Mg^{24} + 20{,}8\ \text{MeV}; \quad (1)$$

$$C + C = Mg^{23} + n + 4{,}2\ \text{MeV}; \quad (2)$$

$$C + C = Na^{23} + p + 3{,}0\ \text{MeV}; \quad (3)$$

$$C + C = Ne^{20} + \alpha + 11{,}4\ \text{MeV}; \quad (4)$$

$$C + C = O^{16} + 2\alpha + 6{,}7\ \text{MeV}; \quad (5)$$

$$C + C = C + C' + 6{,}8\ \text{MeV}. \quad (6)$$

Величина Q для реакции (1) очень велика, и более вероятна разрядка составного ядра путем вылета заряженной частицы, а не γ-кванта. Первые возбужденные уровни ядра O^{16}, образующегося в реакции (5), имеют энергии 6,06 и 6,13 MeV; так как Q для реакции (5) равно 6,7 MeV, то эта реакция не может объяснить возникновение спектра наблюдаемых фоновых γ-линий. Реакция (6) неупругого рассеяния ионов углерода, идущая с образованием составного ядра, мало вероятна по сравнению с другими реакциями. Таким образом, следует полагать, что фоновые γ-линии могут образоваться только в реакциях (2), (3) и (4). Действительно,

образование β^+-активного ядра Mg^{23} ($T = 10{,}7$ сек) в реакции (2) объясняет появление фоновой линии 0,51 MeV, а образование Na^{23} в реакции (3) объясняет появление в регистрируемых спектрах фоновых линий 0,44 и 1,63 MeV (известно, что первые возбужденные уровни Na^{23} имеют энергию 0,44 и 2,07 MeV, причем разрядка уровня 2,07 MeV происходит путем испускания каскадного γ-кванта 1,65 MeV).

Появление в наблюдаемых γ-спектрах линии 1,63 MeV может быть объяснено реакцией (4), в которой получается Ne^{20}; первый возбужденный уровень этого ядра имеет энергию 1,63 MeV. Однако γ-квант с такой энергией может наблюдаться и в реакции (3) при разрядке второго возбужденного уровня Na^{23}.

Аналогичное рассмотрение показывает, что при бомбардировке углерода ионами азота с $E = 15{,}9$ MeV энергетически возможны 14 различных реакций. Если исходить из известных данных о схемах распада и возбужденных уровнях ядер, получающихся в результате реакций, то в этом случае наличие фоновой γ линии 1,37 MeV может быть объяснено тем, что осуществляется реакция $N + C = Mg^{24} + \alpha$.

Энергетически возможна и реакция $N + C = Na^{24} + 2p$, в которой образующийся Na^{24} в результате β распада может перейти на первый возбужденный уровень Mg^{24} с $\Delta E = 1{,}37$ MeV. Однако измерения β-активности графитовой мишени после облучения ее ионами азота (осуществленные при помощи счетчика Гайгера — Мюллера) показали отсутствие в мишени β-излучателя Na^{24}.

Линия 0,35 MeV, по-видимому, испускается при разрядке первого возбужденного уровня Ne^{21}, образующегося в реакции $N + C = Ne^{21} + \alpha + p$, а линия 0,59 MeV, по-видимому, происходит за счет разрядки Na^{22}, образующегося в реакции $N + C = Na^{22} + \alpha$.

Можно указать ряд реакций, приводящих к образованию β^+ активных ядер в результате бомбардировки углерода ионами азота и тем самым объясняющих появление в фоновых спектрах γ-линии 0,51 MeV.

Линия 1,78 MeV, наблюдаемая при бомбардировке ионами азота мишеней, содержащих кислород, может быть объяснена реакциями: $N + O = Al^{28} + 2p$; $N + O = Si^{28} + n + p$ и $N + O = P^{28} + 2n$.

Энергия первого возбужденного уровня Si^{28} равна 1,78 MeV и его разрядка объясняет появление фоновой γ-линии 1,78 MeV. Al^{28} и P^{28} путем β^+- и β-распада переходят на возбужденный уровень Si^{28}.

В наших опытах наблюдалось нарастание интенсивности γ-линии 1,78 MeV после конца облучения кислорода ионами азота, с периодом ~ 2 мин (у ядра Al^{28} $T = 2{,}3$ мин). Однако подсчеты показывают, что наблюдавшиеся на опыте выходы линии 1,78 MeV не могут быть объяснены выходом только от этой реакции.

4. Фоновые γ-линии и исследование кулоновского возбуждения ядер

Полученные нами подробные данные об энергии и интенсивностях фоновых γ-линий позволили правильно судить о возможностях исследования кулоновского возбуждения ядерных уровней в различных экспериментальных условиях.

В опытах с α-частицами [8] мы обнаружили отсутствие γ-линий 562 и 590 keV, которые ранее были приписаны нами [1] кулоновскому возбуждению уровней в In и Mn*.

Теперь понятно, что ошибочное наблюдение этих линий в опытах с ионами N^{14} связано с наличием фоновой γ-линии 590 keV, возникающей при реакции ионов азота с углеродом.

---

* Независимо от нас отсутствие γ-линии 590 keV при кулоновском возбуждении марганца показано в работе, выполненной в Сакле (Франция) (частное сообщение д-ра Лемана).

Так как при бомбардировке данной мишени разными частицами возникают не одни и те же фоновые линии, то имеется возможность, меняя тип бомбардирующих ионов, изучать те или иные участки спектра, в пределах которых фоновых линий не будет.

В некоторых случаях выход γ-линий, связанных с кулоновским возбуждением, во много раз превышает выход фоновой линии. Так как последний можно примерно оценить по относительной интенсивности других фоновых линий, присутствующих в этом же спектре, то в названном выше случае выход кулоновского возбуждения можно оценить довольно точно, несмотря на присутствие фоновой линии с практически той же энергией, что и у исследуемой в кулоновском возбуждении линии. Такой случай имел место в наших работах по исследованию кулоновского возбуждения Mg^{24} [9] и Sc^{45} [10].

Авторы благодарят руководителя эксплуатационной группы А. Б. Гиршина за помощь в работе.

Цитированная литература

1. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Лемберг И. Х., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1365 (1956).
2. Алхазов Д. Г., Андреев Д. С., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 1347 (1957).
3. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский Г. М., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., **35**, 1325 (1958).
4. Halbert M. L., Handley T. H., Pinajian J. J., Webb W. H., Zucker A., Phys. Rev., **106**, 251 (1957).
5. Волков В. В., Пасюк А. С., Флеров Г. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 595 (1957).
6. Гринберг А. П., Лемберг И. Х., Изв. АН СССР. Сер. физ., **23**, 887 (1959).
7. Endt P. M., Braams C. M., Rev. Mod. Phys., **29**, 683 (1957).
8. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Сообщение на VIII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. — Ленинград, 1958.
9. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский Г. М., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., **35**, 1056 (1958).
10. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский Г. М., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, *12*, (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. В. ГЕШКЕНБЕЙН, С. А. НЕМИРОВСКАЯ и А. П. РУДИК

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ ПРИ β-РАСПАДЕ RaE

В связи с несохранением четности в слабых взаимодействиях вновь стал привлекать к себе внимание β-распад RaE. Форма β-спектра RaE существенно отличается от фермиевской [1]; β-переход в RaE ($1^- \to 0^+$) является кулоновским переходом 1-го запрещения в тяжелом ядре и, казалось бы, должен давать фермиевский спектр. Объяснение столь необычной формы спектра было дано в работах [2—4]. Дело в том, что матричные элементы, описывающие β-распад RaE, оказываются такими, что происходит сокращение главных членов, а оставшиеся члены дают нужную энергетическую зависимость формы спектра. Для получения нужной формы спектра необходимо учесть изменение волновой функции электрона внутри ядра.

В работах [5, 6] было обращено внимание на то, что сокращение главных членов не происходит, если в β-распаде RaE нарушается временная четность. Поэтому результаты анализа β-спектра RaE доказывают отсутствие большого нарушения временной четности. Если считать, что несохранение временной четности в случае A- и V-вариантов обусловлено комплексностью константы аксиального варианта: $G_V = g_V$, $G_A = g_A(1+iF)$ (g_V, g_A, F действительны), то для того, чтобы можно было согласовать теоретическую форму спектра с экспериментальной, необходимо, чтобы $F^2 \leqslant 6 \cdot 10^{-3}$. В случае S- и T-вариантов считается, что несохранение временной четности обусловлено комплексностью константы скалярного взаимодействия: $G_S = g_S(1 + iF)$; $G_T = g_T$ (g_S, g_T, F действительны). Для того чтобы можно было согласовать теоретическую форму спектра с экспериментальной, необходимо, чтобы $F^2 \leqslant 10^{-2}$. Поясним, почему невозможно согласовать теоретическую и экспериментальную формы спектра при больших F^2 ($F^2 \sim 1$). Поправочный коэффициент C в случае несохранения временной четности можно представить в виде:

$$C(W) = C_0(W) + F^2 C_1(W).$$

Выражения для C_0 и ΔC_0 приведены в работе [8], причем ΔC_0 представляет собой растущую функцию от энергии. Экспериментально найденный поправочный множитель $C_{\text{эксп}}$ является сильно падающей функцией от энергии.

Требуемую экспериментом энергетическую зависимость можно получить лишь в результате сильной интерференции в C_0, при этом величина C_0 уменьшается примерно на два порядка по сравнению со своими наибольшими членами. В члене ΔC никакого сокращения произойти не может, и ΔC имеет порядок наибольших членов в C_0. Поэтому должно быть $F^2 \leqslant 10^{-2}$.

Фермиевская форма спектра в кулоновских переходах 1-го запрещения приводит к тому, что поляризация электронов равна $-v/c$. Поскольку спектр RaE имеет форму, существенно отличную от фермиевской, можно ожидать, что поляризация β-электронов RaE будет существенно отличаться от $-v/c$.

Используя методику работ [4, 7], мы получили выражение для величины поляризации β-электронов и их углового распределения при распаде поляризованных ядер RaE с учетом несохранения пространственной и временной четности. Нейтрино предполагается двухкомпонентным.

Поляризация β-электронов RaE

Поляризацию β-электронов RaE представим в следующем виде:

$$\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c} = \frac{D}{C};$$

$$D = D_0 + F^2 D_1 + F D_2; \qquad (1)$$

$$C = C_0 + F^2 C_1;$$

здесь D_0, D_1, D_2 — протабулированные функции, зависящие от энергии β-электрона и отношений матричных элементов:

Таблица 1

Значения — b_1/C для A- и V-вариантов взаимодействия при $F = 0$

x	y	$W=1{,}2$	$W=1{,}8$	$W=2{,}4$	$W=3{,}0$
0,2	19,85	0,40	0,58	0,59	0,50
0,5	24,6	0,37	0,59	0,66	0,66
1	32,35	0,31	0,57	0,71	0,79
1,3	37	0,29	0,54	0,72	0,82
1,7	42,95	0,21	0,47	0,67	0,77
2	47,3	0,14	0,38	0,59	0,67

$$x = ig_V \int \mathbf{r}/g_A \int [\vec{\sigma}\mathbf{r}],$$

$$y = g_V \int \alpha/g_A \int [\vec{\sigma}\mathbf{r}]$$

для A- и V-вариантов, и

$$x = ig_S \int \beta\mathbf{r}/g_T [\vec{\sigma}\mathbf{r}],$$

$$y = \int \beta\sigma \int \beta [\vec{\sigma}\mathbf{r}]$$

для S- и T-вариантов взаимодействия. Выражения для величин D_0, D_1 и D_2 приведены в работе [8]. Отметим, что значение поляризации существенно зависит не только от абсолютной величины, но и от знака F.

При вычислениях брались значения $F^2 = 0$, $3 \cdot 10^{-3}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ для A- и V-вариантов и $F^2 = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$, $6 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-2} для S- и T-вариантов взаимодействия.

Таблица 2

Значения — b_1/C для A- и V- вариантов взаимодействия при различных F

F^2	x	y	$W=1{,}2$		$W=1{,}8$		$W=2{,}4$		$W=3{,}0$	
			$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$
$3 \cdot 10^{-3}$	0,2	19,4	0,47	0,27	0,68	0,42	0,78	0,40	0,87	0,34
	1,3	36,55	0,28	0,18	0,49	0,45	0,60	0,68	0,58	0,85
	1,9	45,76	0,22	0,13	0,41	0,41	0,53	0,68	0,50	0,86
$6 \cdot 10^{-3}$	0,2	19	0,44	0,33	0,64	0,48	0,69	0,45	0,70	0,32
	1,3	36,25	0,28	0,22	0,51	0,48	0,64	0,69	0,66	0,84
	1,7	42,4	0,20	0,15	0,41	0,42	0,56	0,68	0,58	0,84

При данном F^2 подбирались такие значения x и y, которые дают удовлетворительное согласие теоретической формы спектра с экспериментальной. Допустимые значения x и y образуют некоторую кривую. Таблицы значений $\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c}$ приведены в [8], ниже приводятся только основные результаты расчета.

Если временная четность сохраняется, то для всех вариантов взаимодействия при любых значениях x и y, позволяющих согласовать теорети-

ческий и экспериментальный β-спектры RaE $\left(\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c}\right)_{\max} \leqslant 0{,}83$. Для V- и A-вариантов взаимодействия значение $\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c}$ существенно ограничено также и снизу: $\left(\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c}\right)_{\min} \geqslant 0{,}54$.

В случае сохранения временной четности знание поляризации β-электронов RaE позволяет найти значение x. Если воспользоваться данными работы Алиханова, Елисеева и Любимова [9], измеривших поляризацию β-электронов и получивших при энергиях β-электронов $E_{\text{кин}} = 125$ и 380 keV значения $\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c} = 0{,}733 \pm 0{,}06$ и $0{,}725 \pm 0{,}06$ (среднее: $0{,}73 \pm 0{,}04$) *, то для A- и V-вариантов получится $x = 1{,}5 \pm \pm 0{,}5$, а для S- и T-вариантов $x = 0{,}3 - 0{,}4$.

Таблица 3

Значения $-b_1/C$ для S- и T-вариантов взаимодействия при $F=0$

x	y	$W=1{,}2$	$W=1{,}8$	$W=2{,}4$	$W=3{,}0$
0,2	18,8	0	0,01	0,18	0,30
0,4	22,4	0,21	0,34	0,37	0,30
0,6	25,7	0,26	0,44	0,53	0,53
1,0	32,35	0,32	0,57	0,71	0,79
1,2	35,6	0,33	0,59	0,75	0,85
3,0	64,8	0,37	0,69	0,89	0,99
5,5	104	0,36	0,69	0,89	0,93

В случае несохранения временной четности на основании данных работы [9] можно высказать следующие утверждения: для V- и A-вариантов взаимодействия при $F^2 = 6 \cdot 10^{-3}$ и $F^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ экспериментальные значения поляризации β-электронов RaE исключают $F < 0$. При $F > 0$ можно согласовать результаты расчета и эксперимента при $x \approx 0{,}2$ ($F^2 = 6 \cdot 10^{-3}$) или $x \approx 0{,}7$ ($F^2 = 3 \cdot 10^{-3}$).

Для S- и T-вариантов взаимодействия значения $F^2 = 10^{-2}$, допустимые при сравнении теоретического и экспериментального β-спектров RaE, исключаются опытами по измерению поляризации β-электронов. При $F^2 = 6 \cdot 10^{-3}$ и $F^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ исключается значение $F < 0$, а при $F > 0$ имеется согласие при любом из этих значений F в области $x \approx 1{,}7$.

Угловое распределение β-электронов при распаде поляризованных ядер RaE

Угловое распределение β-электронов при распаде поляризованных ядер RaE имеет следующий вид:

$$I(\theta)\, d\theta = \left[C - \frac{1}{3}\left(1 - \frac{3}{2}\bar{\mu}^2\right) b + b_1 \bar{\mu} \cos\theta + \left(1 - \frac{3}{2}\bar{\mu}^2\right) b \cos^2\theta\right] \sin\theta d\theta, \qquad (2)$$

где θ — угол между направлением вектора поляризации ядер RaE, $\mathbf{n}_j$ и направлением вылета β-электрона $\mathbf{n}$, $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}^2$ средние значения проекции и квадрата проекции спина ядер RaE на направление $\mathbf{n}_j$. Для неполяризованных ядер $\bar{\mu} = 0$, $\bar{\mu}^2 = {}^2/_3$. Выражение для C приведено в работе [8]. Для b и b_1 получаются очень громоздкие выражения (см. приложение). Величины b и b_1 зависят не только от абсолютной величины F, но и от ее знака. Коэффициент асимметрии α имеет вид:

$$\alpha \equiv \frac{2\left[\int\limits_0^{\pi/2} I(\theta)\, d\theta - \int\limits_{-\pi/2}^{\pi} I(\theta)\, d\theta\right]}{\int\limits_0^{\pi} I(\theta)\, d\theta} = \frac{b_1}{C}\bar{\mu}. \qquad (3)$$

* По последним неопубликованным данным тех же авторов при энергиях $E_{\text{кин}} = 140$, 250, 390 и 600 keV были получены значения $\frac{\langle\sigma\rangle}{-v/c}$: $0{,}672 \pm 0{,}029$, $0{,}720 \pm 0{,}041$, $0{,}725 \pm 0{,}06$ и $0{,}750 \pm 0{,}051$, соответственно.

Возможные значения b_1/C, совместимые с формой β-спектра RaE, приведены в табл. 1–4; возможные значения b/C в случае сохранения временной четности для A- и V-вариантов — в табл. 5.

В заключение выведем соотношение между величинами $\bar{\mu}$ и $\overline{\mu^2}$, справедливое в случае, когда можно считать, что установилось равновесие

Таблица 4

Значения $-b_1/C$ для S- и T-вариантов взаимодействия при различных F

F^2	x	y	$W=1,2$		$W=1,8$		$W=2,4$		$W=3,0$	
			$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$	$F<0$	$F>0$
$3\cdot10^{-3}$	1,2	35,00	0,32	0,26	0,54	0,54	0,64	0,72	0,62	0,87
	3,0	62,65	0,32	0,29	0,54	0,62	0,60	0,90	0,46	1,06
$6\cdot10^{-3}$	1,2	34,66	0,32	0,23	0,51	0,54	0,59	0,72	0,54	0,86
	2,0	47,20	0,34	0,28	0,55	0,65	0,62	0,87	0,51	1,00
$10\cdot10^{-3}$	0,4	21,94	0,23	0,04	0,32	0,11	0,37	0,12	0,38	0,05
	0,8	27,96	0,28	0,12	0,43	0,33	0,50	0,49	0,48	0,60

Таблица 5

Значения $-b/C$ для A- и V-вариантов взаимодействия при $F=0$

x	y	$W=1,2$	$W=1,8$	$W=2,4$	$W=3,0$
0,2	19,85	0,03	0,14	0,28	0,52
0,5	24,6	0	—0,01	—0,04	—0,10
1	32,35	—0,04	—0,17	—0,36	—0,58
1,3	37	—0,05	—0,23	—0,45	—0,64
1,7	42,95	—0,05	—0,27	—0,47	—0,49
2	47,3	—0,05	—0,25	—0,38	—0,18

относительно спиновых состояний ядер RaE в магнитном поле. Обозначим через ω_1, ω_0 и ω_{-1} вероятности проекции спина ядра RaE на направление поля иметь значения, равные 1,0 и —1, соответственно. Если воспользоваться для этих вероятностей распределением Больцмана, то величины ω_1, ω_0 и ω_{-1} окажутся связанными формулой

$$\omega_1\omega_{-1} = \omega_0^2. \tag{4}$$

Сумма всех вероятностей должна быть равна 1:

$$\omega_1 + \omega_0 + \omega_{-1} = 1. \tag{5}$$

Далее:

$$\begin{aligned} \bar{\mu} &= \omega_1 - \omega_{-1}, \\ \overline{\mu^2} &= \omega_1 + \omega_{-1}. \end{aligned} \tag{6}$$

Из формул (4), (5) и (6) следует соотношение, связывающее $\bar{\mu}$ и $\overline{\mu^2}$:

$$3(\overline{\mu^2})^2 - 8\overline{\mu^2} + (\bar{\mu})^2 + 4 = 0. \tag{7}$$

Если удастся получить высокую степень поляризации $\bar{\mu} \geqslant 0{,}7$ (при малых $\bar{\mu}$ $1 - {}^3/_2\overline{\mu^2} \approx -\frac{3}{8}(\bar{\mu})^2 \ll 1$), то в угловом распределении β-элект-

ронов член с $\cos^2\theta$ начинает играть заметную роль. Поэтому, если считать, что модель верна, определение члена с $\cos^2\theta$ позволяет найти μ^2, а формула (7) дает возможность определить степень поляризации μ.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность А. И. Алиханову, стимулировавшему данную работу, за многочисленные дискуссии и Б. Л. Иоффе и В. А. Любимову за обсуждение результатов.

Приложение

Формулы для b и b_1

Для V- и A- вариантов взаимодействия

$$b = b^{(0)} + \Delta b; \qquad \text{(п. 1)}$$

$$b^{(0)} = \frac{3(2x-1)^2}{4}\overline{L}_2 + 3\left(xy - \frac{1}{2}y - \frac{1}{3}qx^2 + \frac{1}{2}qx - \frac{1}{6}q\right)\times \qquad \text{(п.2)}$$

$$\times[(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_{-1} - \delta_2) -$$

$$-(\overline{L}_1 + \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1 - \delta_{-2})] +$$

$$+3\left(x^2 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{2}\right)[(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1 - \delta_{-2}) -$$

$$-(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_{-1} - \delta_2)];$$

$$\Delta b = F^2\left\{\frac{3}{4}\overline{L}_2 - \frac{1}{2}q[(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_{-1} - \delta_2) - \right. \qquad \text{(п.3)}$$

$$-(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1 - \delta_{-2})] -$$

$$-\frac{3}{2}[(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1 - \delta_{-2}) -$$

$$\left.-(\overline{M}_1 + \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_{-1} - \delta_2)]\right\} -$$

$$-\frac{3}{2}F\left\{\left(y + \frac{1}{3}qx\right)[(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_{-1} - \delta_2) -\right.$$

$$-(\overline{L}_1 + \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_1 - \delta_{-2})] + 3x[(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\times$$

$$\left.\times\sin(\delta_{-1} - \delta_{-2}) - (\overline{M}_1 + \overline{M}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_{-1} - \delta_2)]\right\};$$

$$b_1 = b_1^{(0)} + \Delta b_1; \qquad \text{(п.4)}$$

$$b_1^{(0)} = \left\{\left[\frac{1}{3}q^2x - y^2 - \frac{1}{12}q^2 + \frac{2}{3}qy(x-1)\right](\overline{L}_1^2 - \overline{L}_{-1}^2)^{1/2} + \right. \qquad \text{(п.5)}$$

$$+(x+1)\left[y - \frac{1}{3}q(x-1)\right]\cdot[(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2} +$$

$$+(\overline{L}_1 + \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{M}_1 + \overline{M}_{-1})^{1/2}] -$$

$$\left.-(x+1)^2(\overline{M}_1^2 - \overline{M}_{-1}^2)^{1/2}\right\}\sin(\delta_{-1} - \delta_1) - \frac{(2x-1)^2}{4}(\overline{L}_2^2 - \overline{L}_{-2}^2)^{1/2}\sin(\delta_{-2} - \delta_2) +$$

$$\left(-yx + \frac{1}{2}y - \frac{1}{2}qx - \frac{1}{3}qx^2 + \frac{1}{6}q\right)[(\overline{L}_1 - \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_{-1} - \delta_{-2}) +$$

$$+(\overline{L}_1 + \overline{L}_{-1})^{1/2}(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_1 - \delta_2)] +$$

$$+\left(x^2 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{2}\right)[(\overline{L}_2 - \overline{L}_{-2})^{1/2}(\overline{M}_1 + \overline{M}_{-1})^{1/2}\sin(\delta_{-1} - \delta_{-2}) +$$

$$-(\overline{L}_2 + \overline{L}_{-2})^{1/2}(\overline{M}_1 - \overline{M}_{-1})^{1/2}\sin(\delta_1 - \delta_2)];$$

$$\Delta b_1 = F^2\Big\{\Big[-\tfrac{1}{12}q^2(\bar{L}_1^2-\bar{L}_{-1}^2)^{1/}+ \tag{п.6}$$
$$+\tfrac{q}{3}(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}+\tfrac{q}{3}(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$
$$-(\bar{M}_1^2-\bar{M}_{-1}^2)^{1/2}\Big]\sin(\delta_{-1}-\delta_1)-$$
$$-\tfrac{1}{4}(\bar{L}_2^2-\bar{L}_{-2}^2)^{1/2}\sin(\delta_{-2}-\delta_2)+\tfrac{1}{2}\Big[\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}-$$
$$-(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\sin(\delta_{-1}-\delta_{-2})+$$
$$+\tfrac{1}{2}\Big[\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}-(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\sin(\delta_1-\delta_2)\Big\}+$$
$$+F\Big\{\Big(y-\tfrac{2}{3}qx\Big)[(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$
$$-(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}]\cos(\delta_{-1}-\delta_1)-$$
$$-\tfrac{1}{2}\Big[\Big(y+\tfrac{1}{3}qx\Big)(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}-3x(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\times$$
$$\times\cos(\delta_{-1}-\delta_{-2})-\tfrac{1}{2}\Big[\Big(y+\tfrac{1}{3}qx\Big)(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}-$$
$$-3x(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\cos(\delta_1-\delta_2)\Big\}\ .$$

Для S- и T-вариантов взаимодействия формулы для $b_1^{(0)}$ и $b_1^{(6)}$ получаются из формул (п. 2) и (п. 5), если в них изменить знак перед q.

Для Δb и Δb_1 в случае S- и T- вариантов имеют место следующие формулы:

$$\Delta b = F^2x^2\Big\{\bar{L}_2+\tfrac{1}{3}q[(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_{-1}-\delta_2)- \tag{п.7}$$
$$-(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1-\delta_{-2})]+$$
$$+(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}\cos(\delta_1-\delta_{-2})-(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}\times$$
$$\times\cos(\delta_{-1}-\delta_2)\Big\}+Fx\Big\{\Big(y-\tfrac{1}{6}q\Big)[(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}\times$$
$$\times\sin(\delta_{-1}-\delta_2)-(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_1-\delta_{-2})]+$$
$$+\tfrac{3}{2}[(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_1-\delta_{-2})-$$
$$-(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}\sin(\delta_{-1}-\delta_2)]\Big\};$$
$$\Delta b_1 = F^2x^2\Big\{\Big[\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}+ \tag{п.8}$$
$$+\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$
$$-(M_1^2-\bar{M}_{-1}^2)^{1/2}\Big]\sin(\delta_{-1}-\delta_1)-(\bar{L}_2^2-\bar{L}_{-2}^2)^{1/2}\sin(\delta_{-2}-\delta_2)+$$
$$+\Big[(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$
$$-\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}\Big]\sin(\delta_{-1}-\delta_{-2})+$$
$$+\Big[(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$
$$-\tfrac{1}{3}q(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}\Big]\sin(\delta_1-\delta_2)\Big\}+$$
$$+Fx\Big\{\Big(y-\tfrac{2}{3}q\Big)\Big[(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}-$$

$$-(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{M}_1-\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\cos(\delta_{-1}-\delta_1)+\Big[\Big(y-\frac{1}{6}q\Big)(\bar{L}_1-\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}-$$

$$-\frac{3}{2}(\bar{L}_2-\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1+\bar{M}_{-1})^{1/2}\Big]\cos(\delta_{-1}-\delta_{-2})+$$

$$+\Big[\Big(y-\frac{1}{6}q\Big)(\bar{L}_1+\bar{L}_{-1})^{1/2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}-$$

$$-\frac{3}{2}(\bar{L}_2+\bar{L}_{-2})^{1/2}(\bar{M}_1-M_{-1})^{1/2}\Big]\cos(\delta_1-\delta_2)\Big\}.$$

Определение величин $\bar{L}_1$, $\bar{L}_{-1}$, $\bar{M}_1$, $\bar{M}_{-1}$, $\bar{L}_2$ и $\bar{L}_{-2}$ дано в работе [8].

Институт теоретической
и экспериментальной физики
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Plassman E. A., Langer L. M., Phys. Rev., **96**, 1593 (1954).
2. Yamada M., Progr. Theor. Phys., **10**, 252 (1953).
3. Lee-Whiting G. E., Phys. Rev., **97**, 463 (1955).
4. Takeby H., Nakamura S., Taketani M., Progr. Theor. Phys., **14**, 317 (1955).
5. Lewis R. R., Phys. Rev., **108**, 204 (1957).
6. Fujita J. I., Yamada M., Matumoto L. I., Nokamura S., Phys. Rev., **108**, 1104 (1957).
7. Berestetsky V. B., Joffe B. L., Rudik A. P., Ter-Martirosjan K. A., Nucl. Phys., **5**, 464 (1958).
8. Гешкенбейн Б. В., Рудик А. П., Немировская С. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, 517 (1959).
9. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., Любимов В. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **35**, 1062 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. В. ГЕШКЕНБЕЙН

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ, СЛЕДУЮЩЕЙ ЗА β-РАСПАДОМ

В силу несохранения четности при β-распаде ядро, полученное в результате β-распада, будет поляризованным в направлении испущенного β-электрона. Материнское ядро предполагается неполяризованным, направление вылета нейтрино не регистрируется. Поэтому если после β-распада происходит процесс внутренней конверсии, то конверсионные электроны должны обладать определенной поляризацией.

Общее выражение для вектора поляризации конверсионного электрона $\langle\vec{\sigma}\rangle$ в случаях разрешенного перехода и кулоновского перехода первого запрещения должно иметь следующий вид:

$$\langle\vec{\sigma}\rangle = a\,(\mathbf{vn})\,\mathbf{n} + b\,(\mathbf{v} - (\mathbf{vn})\,\mathbf{n}). \tag{1}$$

Здесь a и b — постоянные, зависящие от спинов ядра: до β-распада I, после β-распада I_1 и после процесса конверсии I_2; от мультипольности излучения j, типа излучения (магнитного или электрического) и энергии перехода ω $\mathbf{v}$ — скорость β-электрона; $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении вылета конверсионного электрона. Всюду используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

Переход магнитного типа

Для поляризации конверсионных электронов в случае перехода чисто магнитного типа имеют место формулы, полученные в работе [1]:

$$a = \frac{(A_1 - 2A_2)}{vA}; \quad b = \frac{(A_1 + A_2)}{vA}, \tag{2}$$

где

$$A = \frac{2I_1+1}{2I+1}\sum_{j_2 l_2} |a_{\varkappa_2}|^2 (2j_2+1)\,(C^{l_2 0}_{j0;\,l'_1 0})^2\,[W(l_2 j_2 l'_1 j_1;\ {}^1\!/_2\, j)]^2, \tag{3}$$

$$A_1 = \frac{2I_1-1}{2I+1}\frac{\sqrt{2j+1}}{\sqrt{6}}\alpha\,\frac{j(j+1)-I_1(I_1+1)-I_2(I_2+1)}{I_1\sqrt{j(j+1)}}\sum_{j_2,\,l_2 j_3,\,l_3=l_2}{}' (-1)^{j_2-j_3+j_1-l_1-1/2}\times$$

$$\times a_{\varkappa_2} a^*_{\varkappa_3}(2j_2+1)(2j_3+1)(C^{l_2 0}_{j0;\,l'_1 0})^2 W(l_2 j_2 l'_1 j_1;\ {}^1\!/_2\, j)\times$$

$$\times W(l_2 j_3 l'_1 j_1;\,{}^1\!/_2 j)\,W(jjj_2 j_3;\,1 j_1)\,W(j_3 j_2\,{}^1\!/_2\,{}^1\!/_2;\ 1 l_2);$$

$$A_2 \frac{2I_1+1}{2I+1}\frac{\sqrt{2j+1}}{\sqrt{3}}\alpha\frac{j(j+1)+I_1(I_1+1)-I_2(I_2+1)}{I_1\sqrt{j(j+1)}}\times$$

$$\times\sum_{j_2,\,l_2,\,j_3,\,l_3}(-1)^{j_2-j_3+l_2+j_1-l_1-1/2} a_{\varkappa_2} a^*_{\varkappa_3}\times$$

$$\times\sqrt{(2l_2+1)(2l_3+1)}\,(2j_2+1)(2j_3+1)\,C^{l_2 0}_{j0;\,l'_1 0}\,C^{l_3 0}_{j0;\,l'_1 0}\,C^{20}_{l_2 0;\,l_3 0}\times$$

$$\times W(l_2 j_2 l_1' j_1;\ {}^1/_2 j)\, W(l_3 j_3 l_1' j_1;\ {}^1/_2 j)\, W(j_3 j_2\, {}^1/_2\, {}^3/_2;\ 1 l_3)\times$$
$$\times W(l_2 j_2\, 2\, {}^3/_2;\ {}^1/_2\, l_3)\, W(j j j_2 j_3;\ 1 j_1).$$

Здесь $C^{c\gamma}_{\alpha\varkappa;b\beta}$ — коэффициенты Клебша — Жордана; $W(abcd;\ ef)$ — коэффициенты Рака; электроны на оболочке, с которой происходит конверсия, характеризуются квантовыми числами j_1, l_1, $l' = 2j - l$, $\varkappa = (l - l')(j + {}^1/_2)$; — α — коэффициент, определяющий угловое распределение электронов при β-распаде ядер со спином I_1, переходящих в состояние со спином I;

$$a_{\varkappa_2} = -i\sqrt{\frac{(2I+1)(2l_1'+1)(2j_1+1)}{i(i+1)}}\, e^{i\delta_{\varkappa_2}} (R_{1\varkappa_2} + R_{2\varkappa_2})(\varkappa_1 + \varkappa_2);$$

$\delta_{\varkappa_2}$ — кулоновская фаза (при $Z \to 0\ \delta_{\varkappa_2} \to -\frac{\pi}{2}(l_2 - 1)$); $R_{1\varkappa_2}$ и $R_{2\varkappa_2}$ — радиальные интегралы, определенные в работе [1].

Для конверсии с K-оболочки, а также с любой оболочки, на которой $l_1 = 0$, $j_1 = {}^1/_2$ и $\varkappa_1 = -1$ имеют место формулы:

$$\langle \sigma \rangle = \alpha \frac{I(I+1) + j_1(j_1+1) - l_2(l_2+1)}{2I(I+1)\, j_1(j_1+1)\,(1 - \gamma_K^{(0)2})} \left\{ (\mathbf{vn})\mathbf{n} + \sqrt{j(j+1)}\, \mathrm{Re}\gamma_K^{(0)} (\mathbf{v} - (\mathbf{vn})\mathbf{n}) \right\} \tag{4}$$

и

$$\gamma_K^{(0)} = \frac{\sqrt{j(j+1)}\,\{T^{(0)}_{-j} - T^{(0)}_{j+1}\}}{(j+1)\,T^{(0)}_{-j} + jT^{(0)}_{j+1}}, \tag{5}$$

где

$$T^{(0)}_{-j} = (R_1 + R_2)_{\varkappa_2 = -j}\, e^{i\delta_{-j}};\quad T^{(0)}_{j+1} = (R_1 + R_2)_{\varkappa_2 = j+1} e^{i\delta_{j+1}}.$$

Для величины $\gamma_K^{(0)}$ можно получить явное выражение в двух предельных случаях.

1. $Z = 0$. Все радиальные интегралы берутся в явном виде; для $\gamma_K^{(0)}$ получаем

$$\gamma_K^{(0)} = 0, \tag{6}$$

что совпадает с результатом работы [2].

2. Z велико, а энергия испущенного конверсионного электрона мала, так что $\frac{p}{mZe^2} \ll 1$ (p — импульс конверсионного электрона). В этом случае $T^{(0)}_{-(j+1)} \ll T^{(0)}_{-j}$ и

$$\gamma_K^{(0)} = \sqrt{\frac{j}{j+1}}. \tag{7}$$

В табл. 1 приведены значения $\gamma_K^{(0)}$ для $Z = 80$, вычисленные при помощи значений радиальных интегралов, любезно сообщенных нам Л. А. Сливом.

Отметим, что для конверсии электронов с L_{I}-оболочки в рассмотренных выше предельных случаях получаются те же результаты, что и в случае K-оболочки.

В случае конверсии с L_{II}-оболочки для поляризации конверсионных электронов имеет место формула (4), в которой надо заменить $\gamma_K^{(0)}$ на $\gamma_{L_{\mathrm{II}}}^{(0)}$. Формула для $\gamma_{L_{\mathrm{II}}}^{(0)}$ приведена в работе [1].

При помощи значений радиальных интегралов и фаз были проведены вычисления величины $\gamma_{L_{\mathrm{II}}}^{(0)}$ для $Z = 57$; 65; 73 и 81 при энергиях пере-

хода ω/m от 0,1 до 0,7 для $j=1$. Оказалось, что величина $\eta_{L_{II}}^{(0)}$ в этом интервале энергий и Z слабо зависит от ω/m и Z и с точностью до 10% является постоянной, равной $-0{,}52$. Обратим внимание на то, что попе-

Таблица 1

Значения $\eta_K^{(0)}$ при $Z=80$

ω/m	$\eta_K^{(0)}$		
	$j=1$	$j=2$	$j=3$
0,2	0,74	0,82+0,02 i	0,86+0,01 i
0,25	0,73—0,02 i	0,80+0,04 i	0,84+0,02 i
0,3	0,71—0,02 i	0,79+0,05 i	0,82+0,03 i
0,35	0,71—0,03 i	0,77+0,06 i	0,81+0,04 i
0,5	0,68—0,03 i	0,72+0,07 i	0,76+0,05 i
0,7	0,65—0,04 i	0,68—0,08 i	0,72+0,06 i
1	0,62—0,04 i	0,63+0,09 i	0,67+0,06 i
1,5	0,56—0,02 i	0,58+0,11 i	0,61+0,07 i

речная поляризация электронов с L_{II}-оболочки велика по абсолютной величине и имеет знак, противоположный знаку поляризации электронов с K и L_I-оболочек.

Переход электрического типа

Для поляризации конверсионных электронов при переходе электрического типа имеют место следующие формулы:

$$\langle\vec{\sigma}\rangle = a\,(\mathbf{vn})\,\mathbf{n} + b\,(\mathbf{v} - (\mathbf{vn})\,\mathbf{n}),$$
$$a = \frac{1}{rB}(B_1 - 2B_2), \quad b = \frac{1}{rB}(B_1 - B_2), \tag{8}$$

где величины B, B_1 и B_2 получаются из A, A_1 и A_2, соответственно, если в них произвести замену $l_1' \to l_1$ и

$$a_{\varkappa_2} \to b_{\varkappa_2} \cdot \sqrt{\frac{l\,(2l_1+1)\,(2l_1'+1)\,(2l_1-1)}{j+1}}\, e^{i\delta_{\varkappa_2}} \left[R_3 + R_4 - \left(1 - \frac{\varkappa_2-\varkappa_1}{l}\right) R_5 + \left(1 - \frac{\varkappa_2-\varkappa_1}{j}\right) R_6\right].$$

(R_3, R_4, R_5 и R_6 — радиальные интегралы [1]).

Для поляризации электронов конверсии, выбитых с K-оболочки, справедлива формула, получающаяся из (4) заменой $\eta_K^{(0)}$ на $\eta_K^{(1)}$:

$$\eta_K^{(1)} = \sqrt{\frac{1}{j\,(j+1)}}\,\frac{(j+1)\,T_{-j-1}^{(1)} + jT_j^{(1)}}{T_{-j-1}^{(1)} - T_j^{(1)}}. \tag{9}$$

Здесь $T_{-j-1}^{(1)} = (R_3 + R_4 + 2R_6)_{\varkappa_2=-j-1}\, e^{i\delta_{-j-1}}$;

$$T_j^{(1)} = \left(R_3 + R_4 - \frac{2j+1}{j} R_5 - \frac{1}{j} R_6\right)_{\varkappa_2=j} e^{i\delta_j}.$$

В приближении свободных электронов радиальные интегралы могут быть вычислены в явном виде; тогда для $\eta_K^{(1)}$ имеем следующее выражение [2]:

$$\eta_K^{(1)} = -\sqrt{\frac{1}{j+1}}\,\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - m}, \tag{10}$$

где ε_2 — энергия конверсионного электрона.

Для больших Z радиальные интегралы не могут быть получены в явном виде и их надо вычислять численными методами.

В табл. 2 приведены значения $\eta_K^{(1)}$ для $Z = 80$, вычисленные при помощи значений радиальных интегралов, сообщенных нам Л. А. Сливом.

Таблица 2

Значения $\eta_K^{(1)}$ при $Z=80$

ω	$\eta_K^{(1)}$		
	$j=1$	$j=2$	$j=3$
0,2	3,98+3,50 i	2,01+0,06 i	1,17 i
0,25	3,64+2,34 i	1,74+0,03 i	1,03—0,01 i
0,3	3,32+1,59 i	1,53	0,92—0,02 i
0,35	3,01+1,16 i	1,37—0,03 i	0,83—0,03 i
0,5	2,34+0,51 i	1,04—0,09 i	0,63—0,05 i
0,7	1,83+0,18 i	0,78—0,13 i	0,46—0,07 i
1	1,41	0,57—0,17 i	0,31—0,09 i
1,5	1,07—0,07 i	0,40—0,19 i	0,17—0,12 i

Как видно из сравнения табл. 2 с формулой (10), электрическое поле ядра оказывает существенное влияние на поляризацию конверсионных электронов и для переходов электрического типа, причем оно даже меняет знак поперечной составляющей поляризации. Поскольку при $Z = 0$ величина поперечной поляризации отрицательна, а при $Z = 80$ она положительна, то при некотором промежуточном Z величина поляризации обратится в 0.

Для L_{I}-оболочки значения величины

$$\frac{\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}}{1 + |\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}|^2},$$

определяющей поперечную поляризацию конверсионных электронов, для различных Z приведены в табл. 3. Мнимая часть $\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}$ мала по сравнению с дйствительной частью $\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}$.

Из табл. 3 видно, что электрическое поле оказывает существенное влияние на поляризацию конверсионных электронов, выбитых с L_{I}-оболочки, особенно при малых энергиях конверсионного электрона.

Таблица 3

Значения величины $\dfrac{\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}}{1+\left|\eta_{L_{\text{I}}}^{(1)}\right|^2}$

Z	ω						
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7
0	—0,05	—0,07	—0,10	—0,13	—0,16	—0,19	—0,23
57	0,06	—0,03	—0,06	—0,12	—0,15	—0,20	—0,26
65	0,47	0,10	0,02	—0,08	—0,11	—0,15	—0,25
73	0,40	0,34	0,16	0,00	—0,04	—0,11	—0,25
81	—0,28	0,43	0,48	0,16	0,01	—0,10	—0,25

Значения величины $\eta_{L_{\text{II}}}^{(1)}$, определяющей поляризацию конверсионных электронов, выбитых с L_{II}-оболочки, для $j = 2$ приведены в табл. 4.

Таблица 4

Значения $\eta_{\Pi}^{(1)}$ для $j=2$

Z	ω/ω_0							
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7
57	0,43+0,29 i	0,41+0,26 i	0,38+0,23 i	0,33+0,20 i	0,28+0,19 i	0,25+0,19 i	0,23+0,16 i
65	0,54+0,28 i	0,47+0,25 i	0,43+0,23 i	0,37+0,22 i	0,34+0,20 i	0,30+0,19 i	0,28+0,17 i
73	0,64+0,26 i	0,55+0,26 i	0,47+0,26 i	0,43+0,23 i	0,39+0,21 i	0,36+0,20 i	0,33+0,18 i
81	0,71+0,24 i	0,62+0,25 i	0,56+0,27 i	0,50+0,22 i	0,46+0,21 i	0,41+0,20 i	0,37+0,19 i

Переход, вызванный смесью излучений магнитного и электрического типов

Ввиду наличия выделенного направления (направления вылета β-электрона) при конверсионном переходе, в котором участвуют электрический и магнитный мультиполи, происходит их интерференция. Пусть мультипольность магнитного излучения равна j, а электрического — j'. Матричный элемент для процесса конверсии имеет вид [3]:

$$\mathfrak{M} = (I_1 m_1 \,|\, Q^{(0)}_{jM} \,|\, I_2 m_2)\,(B^{(0)}_{jM})_{21} + \\ + (I_1 m_1 \,|\, Q^{(1)}_{j'M'} \,|\, I_2 m_2)\,(B^{(1)}_{j'M'})_{21}; \qquad (11)$$

ядерные матричные элементы можно записать в виде:

$$(I_1 m_1 \,|\, Q^{(\lambda)}_{jM} \,|\, I_2 m_2) = Q^{(\lambda)}_{j} C^{I_1 m_1}_{I_2 m_2; jM}. \qquad (12)$$

Воспользовавшись формулой (12) и введя величину $\delta = Q^{(1)}_{j'}/Q^{(0)}_{j}$, приведем формулу (11) к виду:

$$\mathfrak{M} = C^{I_1 m_1}_{I_2 m_2; jM}\,(B^{(0)}_{jM})_{21} + \delta C^{I_1 m_1}_{I_2 m_2; j'M}\,(B^{(1)}_{j'M'})_{21} \qquad (13)$$

(несущественные общие множители опущены). Отметим, что величину δ можно считать вещественной, а δ^2 равно отношению интенсивностей излучений Ej' и M.

Зная матричный элемент (13), получим формулу (1) для поляризации конверсионных электронов в случае интерференции излучений магнитного и электрического типов (аналогично тому, как это сделано в случае чистых переходов). При этом

$$a = \frac{1}{1+\bar{\delta}^2}\,(a_{\text{магн}} + \bar{\delta}^2 a_{\text{эл}} + \bar{\delta} a_{\text{инт}});$$

$$b = \frac{1}{1+\bar{\delta}^2}\,(b_{\text{магн}} + \bar{\delta}^2 b_{\text{эл}} + \bar{\delta} b_{\text{инт}}); \qquad (14)$$

здесь $a_{\text{магн}}$, $b_{\text{магн}}$, $a_{\text{эл}}$ и $b_{\text{эл}}$ определены формулами (2) и (8); $\bar{\delta} = \delta(\alpha^{(1)}_{j'}/\alpha^{(0)}_{j})^{1/2}$, $\alpha^{(1)}$ и $\alpha^{(0)}_{j}$ — коэффициенты конверсии для излучения электрического и магнитного типа. Для интерференционных членов $a_{\text{инт}}$ и $b_{\text{инт}}$ имеют место формулы:

$$a_{\text{инт}} = \frac{1}{v\sqrt{AB}}\,(C_1 - 2C_2);$$

$$b_{\text{инт}} = \frac{1}{v\sqrt{AB}}\,(C_1 + C_2); \qquad (15)$$

$$C_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{6}} v\alpha \sqrt{\frac{I_1+1}{I_1}} (2I_1+1)^{3/2} \cdot (-1)^{I_1-I_2-j_1-1/2} W(j'jI_1I_1;\ \ 1I_2) \times$$

$$\times \operatorname{Re} \sum_{\substack{l_2, l_3 \\ j_2, j_3}} (-1)^{j_2+j_3+l_2} (2j_2+1)(2j_3+1) a_{\varkappa_2} b^*_{\varkappa_3} C^{l_2 0}_{j0;l'_1 0} C^{l_3 0}_{j'0;l_1 0} \times$$

$$\times W(jj'j_2j_3;\ 1j_1) W(l_2j_2l'_1j_1;\ {}^1/_2 j) W(l_2j_3l_1j_1;\ {}^1/_2 j') W(j_3j_2{}^1/_2\ {}^1/_2;\ 1l_2);$$

$$C_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{3}} v\alpha \sqrt{\frac{I_1+1}{I_1}} (2I_1+1)^{3/2} (-1)^{I_1-I_2+j_1-1/2} W(j'jI_1I_1;\ 1I_2) \times \qquad (16)$$

$$\times \operatorname{Re} \sum_{\substack{l_2, l_3 \\ j_2, j_3}} (-1)^{j_2+j_3} (2j_2+1)(2j_3+1)(2l_2+1)^{1/2} (2l_3+1)^{1/2} a_{\varkappa_2} b^*_{\varkappa_3} C^{l_2 0}_{j0;l'_1 0} C^{l_3 0}_{j'0;l_1 0} \times$$

$$\times C^{20}_{l_2 0;l_3 0} W(l_2j_2l'_1j_1;\ {}^1/_2 j) W(l_3j_3l_1j_1;\ {}^1/_2 j') W(jj'j_2j_3;\ 1j_1) \times$$

$$\times W(j_3j_2{}^1/_2\ 2^3/_2;\ 1l_3) W(l_2j_2\ 2^3/_2;\ {}^1/_2 l_3).$$

Рассмотрим практически наиболее важный случай конверсии с K-оболочки при $j' = j + 1$. Тогда для $a_{\text{инт}}$ и $b_{\text{инт}}$ получим следующие формулы:

$$a_{\text{инт}} = \alpha \frac{(-1)^{I_1-I_2-j'-1} \sqrt{(I_1-I_2-j'-1)(I_2-I_1-j')(I_1-I_2+j')(I_1+I_2-j'+1)}}{I_1(2j'-1)(2j'+1)} \sqrt{\frac{j'-1}{j'}} \tilde{a}_{\text{инт}}, \qquad (17)$$

$$b_{\text{инт}} = \alpha \frac{(-1)^{I_1-I_2-j'-1} \sqrt{(I_1-I_2-j'-1)(I_2-I_1-j')(I_1-I_2-j')(I_1-I_2-j'+1)}}{2I_1(2j'-1)(2j'+1)} \sqrt{\frac{j'-1}{j'}} \tilde{b}_{\text{инт}},$$

где

$$\tilde{a}_{\text{инт}} = \frac{\operatorname{Im}[(j'+1)(2j'-1) T^{(0)}_{j'} T^{(1)*}_{-j'-1} - j'(2j'+1) T^{(0)}_{-j'+1} T^{(1)*}_{j'}]}{\sqrt{j'(j'-1)\left|T^{(0)}_{j'}\right|^2 + j'\left|T^{(0)}_{-j'+1}\right|^2} \cdot \sqrt{j'\left|T^{(1)}_{j'}\right|^2 + (j'+1)\left|T^{(1)}_{-j'-1}\right|^2}};$$

$$\tilde{b}_{\text{инт}} = \frac{\operatorname{Im}[(j'+1)(2j'-1) T^{(0)}_{j'} T^{(1)*}_{-j'-1} + j'(2j'+1) T^{(0)}_{-j'+1} T^{(1)*}_{j'}] - 2j' T^{(0)}_{j'} T^{(1)+}_{j'}}{\sqrt{j'(j'-1)\left|T^{(0)}_{j'}\right|^2 + j'\left|T^{(0)}_{-j'+1}\right|^2} \cdot \sqrt{j'\left|T^{(1)}_{j'}\right|^2 + (j'+1)\left|T^{(1)}_{-j'-1}\right|^2}}. \qquad (18)$$

Таблица 5

Значения $\tilde{a}_{\text{инт}}$ и $\tilde{b}_{\text{инт}}$ при $Z=80$, $j=1$, $j'=2$

ω/m	0,2	0,25	0,3	0,35	0,5	0,7	1
$\tilde{a}_{\text{инт}}$	−0,53	−0,68	−0,47	−0,21	0,45	1,06	1,60
$\tilde{b}_{\text{инт}}$	0,56	0,72	0,53	0,30	−0,32	−0,86	−1,33

Значения $\tilde{a}_{\text{инт}}$ и $\tilde{b}_{\text{инт}}$ для случая $j = 1$, $j' = 2$, $Z = 80$, вычисленные при помощи значений радиальных интегралов и фаз, представленных Л. А. Сливом, приведены в табл. 5.

Поляризация конверсионных электронов, испущенных в каскаде с одним или несколькими γ-квантами

Часто процесс конверсии происходит не сразу после β-распада, а между этими процессами испускается один или несколько γ-квантов. Пусть после β-распада ядро находится в возбужденном состоянии со спином I_1. Затем оно последовательно переходит в состояния со спинами I_2, I_3,..., I_{n+1}, испуская при этом фотоны мультипольности j_1, j_2,..., j_n, без-

различно какого типа (магнитного или электрического), которые не регистрируются. После этого происходит процесс конверсии. Как нетрудно показать, этот каскад γ-квантов приведет к тому, что во всех выражениях для поляризации появится добавочный множитель

$$\frac{1}{2^n}\prod_{i=1}^{n}\frac{I_{i+1}(I_{i+1}+1)+I_i(I_i+1)-j_i(j_i+1)}{\sqrt{I_i(I_i+1)\,I_{i-1}(I_{i-1}+1)}}. \qquad (19)$$

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. Б. Берестецкому и А. П. Рудику за постановку задачи и обсуждение результатов, А. И. Алиханову и В. А. Любимову за интерес к работе и ее обсуждение и Л. А. Сливу, предоставившему значения радиальных интегралов.

Институт теоретической и экспериментальной физики
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Гешкенбейн Б. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 1235 (1958).
2. Берестецкий В. Б., Рудик А. П., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 159 (1958).
3. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. — Гостехиздат, М., 1953.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. М. КОРОЛЕВ

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

При рассмотрении неупругого рассеяния нейтронов на ядрах для описания коллективных возбуждений ядерной поверхности при прямом взаимодействии нейтрона с ядром обычно используют модель Бора и Моттельсона [1, 2]. Однако возможно, что при взаимодействии нейтрона с поверхностью ядра при резонансных энергиях нейтрон может некоторое время находиться возле ядерной поверхности; при этом возникает некоторое квазистационарное состояние, которое не является состоянием составного ядра [3]. На основании учета данного механизма явления было рассмотрено неупругое рассеяние нейтронов на сферических ядрах [4] с применением теории затухания Гайтлера [5, 6].

В настоящей работе, полностью пользуясь методом работы [4], мы рассмотрели неупругое рассеяние нейтронов на ядрах с полуцелым спином. При этом оказалось, что решение задачи из-за ее сложности возможно провести лишь для слабо деформированных ядер и с учетом возбуждения двух первых коллективных уровней.

Рассмотрим неупругое рассеяние нейтронов на ядрах с полуцелым спином, считая, что в ядре в основном возбуждаются только коллективные уровни, связанные с возбуждением поверхности ядра. Таким образом, мы не рассматриваем процессы, которые связаны с прохождением системы стадии составного ядра. Будем считать, что взаимодействие падающего нейтрона с поверхностью ядра является малым и, следовательно, ядро имеет лишь несколько экстра-нуклонов сверх «магического» остова. Рассмотрение механизма неупругого рассеяния будем производить на основании обобщенной модели Бора [1, 2].

Гамильтониан системы, состоящей из нечетного слабо деформированного ядра и падающего нейтрона, взаимодействующего с поверхностью ядра, имеет следующий вид:

$$H = H_s^{(0)} + H_p + H', \tag{1}$$

где $H_s^{(0)}$ — гамильтониан, который характеризует состояния ядра мишени:

$$H_s^{(0)} = H_s + H_p^{\ni} + H_{\ni}', \tag{1а}$$

H_p — гамильтониан свободного нейтрона, который движется в потенциальной яме $V(r)$:

$$H_p = -\frac{\hbar^2}{2M}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2Mr^2} + V(r), \tag{1б}$$

и H' — гамильтониан взаимодействия падающего нейтрона с поверхностью ядра:

$$H' = -kR_0\delta(r - R_0)\sum_{\mu}\alpha_{2\mu}Y_{2\mu}(\vartheta, \varphi)\ . \tag{1в}$$

Гамильтониан ядра мишени $H_s^{(0)}$ описывает взаимодействие экстрануклона с поверхностью четно-четного остова. В выражении (1а) гамиль-

тониан коллективных колебаний остова ядра H_s имеет вид:

$$H_s = \sum_{\lambda\mu} \left\{ \frac{1}{2B_\lambda} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{c_\lambda}{2} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right\}, \tag{1г}$$

а одночастичный гамильтониан экстра-нуклона H_l^0 и гамильтониан взаимодействия экстра-нуклона с поверхностью остова H_s' имеют вид (1б) и (1в) соответственно; только вместо координат падающего нейтрона в эти выражения подставлены координаты экстра-нуклона.

Волновые функции ядра определяются из уравнения

$$H_s^{(0)} \varphi_{jm}^N = W_{jN} \varphi_{jm}^N, \tag{2}$$

где W_{jN} — собственное значение энергии, а j и m — полный момент количества движения ядра и его проекция на ось Z, соответственно.

Решение уравнения (2) приводит к следующему выражению для волновых функций, описывающих состояние ядра мишени [7]:

$$\varphi_{jm}^N (r_1 \Omega_1) = \sum_{N'R'Q'l'} B_{R'Q'l'N'}^{Njm} \psi_{l'} (r_1) \Phi_{N'} [R's (Q') l'jm], \tag{3}$$

где амплитуды состояний $B_{R'Q'l'N'}^{Njm}$, а также все обозначения даются согласно [7].

В связи с тем, что в нашем случае система во время взаимодействия не является стационарной, уравнение Шредингера будет зависеть от времени:

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi; \tag{4}$$

здесь гамильтониан H дается уравнением (1).

При взаимодействии падающего нейтрона с поверхностью ядра орбитальный момент количества движения l и спин ядра j не сохраняются. Поэтому волновая функция Ψ системы, состоящей из ядра мишени и падающего нейтрона, характеризуется полным моментом системы I и его проекцией M на ось Z.

Волновую функцию системы при данном значении I и M мы будем искать в виде разложения по собственным функциям невозмущенной системы:

$$\Psi_{IM} (r, t) = \sum_{N'j'k'l'} \int_0^\infty a_{j'k'l'N'} \psi_{l'} (r, p') \Phi_{N'} [j's (k') l'IM]_{dp'}, \tag{5}$$

где $a_{j'k'l'N'}$ — искомые амплитуды состояний, $\psi_{l'}(r, p')$ — собственные функции одночастичного гамильтониана (1б), а $\Phi_{N'} [j's (k') l'IM]$ — угловая часть волновой функции системы, являющаяся одновременно собственной функцией гамильтониана (1а). Вид функции $\Phi_{N'}$ обусловлен конкретным выбором схемы связи угловых моментов и связан с тем, что мы в данной работе не учитываем спин-орбитальное взаимодействие. Схема связи выбрана так, что спин ядра j' вместе со спином нейтрона s дает спин канала k', который, складываясь с орбитальным моментом нейтрона l', дает полный момент системы I. Явный вид функции Φ_N следующий:

$$\Phi_N [js (k) lIM] = \sum_{m_l m_s} (js\, M - m_l - m_s m_s \,|\, jskM - m_l) (klM - m_l m_l \,|\, klIM) \times$$

$$\times Y_{lm_l} (\vartheta, \varphi) \chi_s^{m_s} \varphi_{jM-m_l-m_s}^N, \tag{6}$$

где $\chi_s^{m_s}$ — спиновая часть волновой функции падающего нейтрона;

$Y_{lm_l}(\vartheta, \varphi)$ — ее угловая часть; $\varphi^N_{\gamma m_j}$ — волновая функция нечетного ядра; $(klM - m_l m_l | klIM)$ — коэффициент Клебша — Жордана.

Для удобства применения теории затухания Гайтлера перейдем обычным способом от x-представления к p-представлению [4]. В результате получаем следующую систему интегральных уравнений для амплитуд состояний:

$$(E - E_{nN})\, G_{nN}(E, p) =$$

$$= \sum_{n'N'} \int_0^\infty (nNp \,|\, H' \,|\, n'N'p')\, G_{n'N'}(E, p')\, dp' + \delta_{nn_0}\delta_{N0}, \tag{7}$$

где $G_{nN}(E, p)$ представляет фурье-компоненту амплитуды состояния

$$a_{nN}(t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{-\infty} G_{nN}(E)\, e^{+\frac{i}{\hbar}(E_n - E)t}\, dE \tag{8}$$

(в дальнейшем мы будем обозначать все величины, характеризующие данное состояние, индексом n).

Согласно общим предположениям теории затухания, решение уравнения (4) должно удовлетворять следующим начальным условиям для амплитуд состояний $a_{nN}(t)$ [6]:

$$a_{nN}(t) = 0 \quad \text{при} \quad t \to 0;$$
$$a_{n_0 0}(t) = 1 \quad \text{при} \quad t \to 0_+, \tag{9}$$

где индекс $n_0 0$ характеризует начальное состояние системы. Эти граничные условия означают, что взаимодействие H' включается в момент времени $t = 0$, когда частица достигает поверхности ядра; наличие их приводит к появлению члена $\delta_{nn_0}\delta_{N0}$ в правой части уравнения (7). $E_{nN} = W_{nN} + E_n(p)$ в (7) есть полная энергия невозмущенной системы. Фурье-компонента $G_{nN}(E, p)$ имеет следующий вид [4, 6]:

$$G_{nN}(E, p) = [g_{nN}(E, p)\, \xi_+(E - E_N) + \delta_{nn_0}\delta_{N0}]\, G_{n_0 0}(E), \tag{10}$$

где

$$\xi_+(E - E_N) = \left[\frac{1}{E - E_N} + \pi i \delta(E - E_N)\right], \tag{10а}$$

$$G_{n_0 0}(E) = \frac{1}{E - E_0 + \frac{1}{2} i\Gamma(E, p_0)}, \tag{10б}$$

причем

$$\Gamma(E, p_0) = 2i \sum_{n'} (0 n_0 p_0 \,|\, H' \,|\, 1 n' p')\, \xi_+(E - E_{n'1})\, g_{n'1}(E, p')\, dp'. \tag{11}$$

Подставляя $G_{nN}(E, p)$ из (10) в (7), получаем следующую систему интегральных уравнений:

$$g_{nN}(E, p) = (Nnp \,|\, H' \,|\, 0 n_0 p_0)$$

$$+ \sum_{N'n'} \int_0^\infty (nNp \,|\, H' \,|\, n'N'p')\, \xi_+(E - E_{nN})\, g_{N'n'}(p', E)\, dp'. \tag{12}$$

В общем случае решение системы (12) представляет значительные затруднения. Однако взаимодействие H', согласно (1б), имеет в нашем случае δ-образный характер, ядро уравнения (12) является вырожденным. Поэтому систему (12) можно легко привести к системе обычных алгебраических уравнений. Если ввести обозначение

$$g_{nN}(E) = \psi_n(pR_0)\, \psi_{n_0}(p_0 R_0)\, A_{nN}(E), \tag{13}$$

то (12) принимают следующий простой вид:

$$A_{nN}(E) = H'_{Nn,\,0n_0} + \sum_{N'n'} H'_{Nn,\,N'n'} L_{n'N'} A_{N'n'}(E); \tag{14}$$

$$L_{Nl}(E) = -\frac{M\pi i}{p_N} \psi_l^{(+)}(p_N R_0)\, \psi_l(p_N R_0), \tag{15}$$

где $p_N = \sqrt{(E - \hbar\omega_N)\,2M}$, а функция $\psi_l^{(+)}$ описывает расходящуюся волну [4]. При вычислении матричных элементов $H'_{Nn,\,N'n'}$ следует учесть, что параметр деформации $\alpha_{2\mu}$, входящий в (1в), является оператором и выражается через операторы уничтожения и рождения квантов поверхностных возбуждений:

$$\alpha_{2\mu} = \sqrt{\frac{\hbar}{2B\omega}}\,(b_\mu + (-1)^\mu b^*_{-\mu}). \tag{16}$$

Вычисление входящих в (12) матричных элементов связано с вычислением достаточно сложных сумм произведений коэффициентов Клебша — Жордана по магнитным квантовым числам, а также по промежуточным моментам. Результат этого суммирования следующий:

$$H'_{Nkljj\lambda,\,N'k'l'j'\lambda'} = -\tilde{g}\,[(2l'+1)(2k+1)(2k'+1)(2j+1)(2j'+1)(2\lambda'+1)]^{1/2} \times$$
$$\times W(k'2l;\,kl')\,W(2jk's;\,j'k)\,W(2j\lambda's;\,j'\lambda)\,(l'200\,|\,l'20)\,M(Nj\lambda\,|\,N'j'\lambda'), \tag{17}$$

где $W(abcd;\,ef)$ — коэффициент Рака, $M(Nj\lambda\,|\,N'j'\lambda')$ — приведенный матричный элемент, выражающийся через амплитуды состояний экстра-нуклона, $\lambda = j \pm 1/2$ определяет четность состояния ядра мишени, а

$$\tilde{g} = kR_0 \sqrt{\frac{\hbar}{2B\omega}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,.$$

При получении системы (14) пока не делалось никаких приближений. Теперь же, используя метод Тамма—Данкова [8], ограничимся в (14) только двухфононными амплитудами и в дальнейшем будем считать, что возбуждение третьего и более высоких уровней в ядре маловероятно. Далее будем считать, что все матричные элементы $M(N\lambda\,|\,N'\lambda')$ малы, за исключением тех, для которых $N' = N \pm 1$ (приближение гармонического осциллятора).

Использовав эти приближения, выразим (14) в виде

$$A_{nN}(E) = H'_{Nn,\,0n_0} + \sum_{n'} H'_{Nn,\,N'n'} L_{n'N'} H_{N'n',\,0n_0} +$$
$$+ \sum_{n'n''N'} H'_{Nn,\,N'n'} L_{n'N'} H'_{N'n',\,N''n''} A_{n''N}, \tag{14а}$$

где $N = 0, 1, 2$.

Предположим, что недиагональные по λ амплитуды малы. Это предположение связано с условием адиабатичности квадратичного матричного элемента. Тогда, усреднив матричный элемент $M(N\lambda\,|\,N'\lambda')\,M(N'\lambda'\,|\,N\lambda)$ по λ' (выбрав некоторое усредненное значение $\lambda' = \bar{\lambda}$), получаем следующие выражения для приведенных амплитуд состояний:

$$A_{n_0} = \frac{H'_{0n\,0n_0} + \tilde{g}^2 \tilde{L}_{1l_0} M^2(0\lambda\,|\,1\bar{\lambda})\,\delta_{nn_0}}{1 - \tilde{g}^2 \tilde{L}_{1l} M^2(0\lambda\,|\,1\bar{\lambda})}; \tag{18}$$

$$A_{n'} = \frac{H'_{1n,\,0n_0}}{1 - \tilde{g}^2 \sum\limits_{N=0.2} \tilde{L}_{Nl} M^2 (1\lambda \mid N\bar{\lambda})}; \tag{18а}$$

$$A_{n2} = \frac{H'_{2n,\,0n_0} + \tilde{g}^2 \tilde{L}_{2l_0} M (2\lambda \mid 1\bar{\lambda})\, M (1\bar{\lambda} \mid 0\lambda_0)\, \delta_{nn_0}}{1 - \tilde{g}^2 L_{2l} M^2 (2\lambda \mid 1\bar{\lambda})}, \tag{18б}$$

где $\tilde{L}_{Nl}(E) = \sum\limits_{l'} (l\,200 \mid l\,2\,l'0)^2 L_{Nl'}(E)$, а $H'_{Nn,\,N'n'}$ дается выражением (17).

Если теперь (18) — (18 б), (8), (10) и (13) подставить в (5), то мы получим искомую волновую функцию системы для данного значения I.

Будем рассматривать волновую функцию (5) через достаточно большой промежуток времени t после взаимодействия. Тогда амплитуды $a_{nN}(t)$ превратятся в элементы матрицы рассеяния [6]:

$$a_{nN}(\infty) = S_{nN,\,n_0 0} = \frac{g_{nN}(E_N)}{(E_N - E_0 - \Delta E_N) + \frac{1}{2} i \operatorname{Re} \Gamma(E_N)}, \tag{19}$$

где действительная часть $\frac{1}{2}\Gamma(E_N)$, даваемая выражением (11), есть полуширина уровня, а мнимая часть характеризует сдвиг коллективных уровней.

Если учесть все значения I, l и k, встречающиеся в разложении для плоской волны, то мы получаем, согласно [9], дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов на слабо деформированных ядрах с учетом коллективных возбуждений ядра:

$$d\sigma = \sum_{kk'} \frac{\hbar^2}{2k+1} \sum_{L} B_L (p_0 k;\ pk')\, P_L (\cos\vartheta)\, dp\, d\Omega, \tag{20}$$

где

$$B_L (p_0 k;\ pk') = \frac{(-1)}{4\pi_0} \sum_{N}^{K'-K} \sum_{l_1 l_1' I_1} \sum_{l_2 l_2' I_2} Z (l_1,\ I_1 l_2 I_2;\ kL)\, Z (l_1' I_1 l_2' I_2;\ k'L) \times$$
$$\times \operatorname{Re} S^*_{n_1 N,\ n_0 0}\, S_{n_0 0,\ n_2 N}, \tag{20а}$$

а $Z(abcd;\ ef)$ — Z-коэффициент.

Выражение (20) указывает на то, что при коллективных возбуждениях ядра, обусловленных неупругим рассеянием нейтронов, должна возникать интерференция расходящихся нейтронных волн, отвечающих различным l. Элементы матрицы рассеяния (19), входящие в (20а), имеют резонансный характер. Следовательно, энергетическое распределение неупруго рассеянных нейтронов описывается дисперсионной формулой.

Все приближения, связанные с вычислением приведенных амплитуд A_{nN}, не выходят за рамки принятого предположения о малости константы связи $\tilde{g}$. В связи с этим результаты данной работы ограничены слабо деформированными ядрами.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Bohr A., Dan. Mat. Fys. Medd., **26**, 14 (1952).
2. Bohr A., Mottelson B. R., Dan. Mat. Fys. Medd., **27**, 16 (1953).
3. Королев А. М. Укр. фіз. ж., **2**, 369 (1957).
4. Королев А. М., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, 172.— Изд. АН СССР, М., 1958.
5. Arnous E. Zienau S., Helv. phys. acta, **25**, 279 (1951).
6. Heitler W., The Quantum Theory of Radiation,— Oxford (1954).
7. Королев А. М., см. настоящий номер журнала, стр. 1492.
8. Tamm I., J. Phys., 9, 449 (1945).
9. Blatt J. M., Biedenharn L. S., Rev. Mod. Phys., **24**, 258 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. М. КОРОЛЕВ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ СЛАБО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Введение

К настоящему времени для объяснения схемы энергетических уровней ядер было проведено теоретическое рассмотрение эффекта поверхностного взаимодействия нуклонов на основании обобщенной модели ядра [1, 2]. Это рассмотрение было проведено рядом авторов как в случае сильного взаимодействия экстра-нуклона с поверхностью ядра, так и в случае слабого взаимодействия [1—7]. Экспериментальное обнаружение ротационных уровней сильно деформированных ядер явилось хорошим подтверждением правильности обобщенной модели ядра. Однако в этих работах оказался невыясненным ряд вопросов, как, например, вопрос о влиянии неадиабатических членов на расположение энергетических уровней, а также влияние двух- и трехфононных состояний. Хотя в работе [7] и произведен учет этих факторов в промежуточном варианте связи, автор не дает явной аналитической зависимости положения энергетических уровней от их квантовых характеристик.

В данной работе на основании обобщенной модели ядра рассматривается задача о стационарных состояниях нечетных ядер в промежуточном варианте связи. При нахождении волновых функций и энергетических уровней ядер учитывались однофононные и двухфононные состояния.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу о стационарных состояниях системы, состоящей из четно-четного остова ядра, находящегося вблизи магического ядра, и экстра-нуклона, который взаимодействует с поверхностью остова. Решение этой задачи связано с нахождением собственных функций и собственных значений связанного экстра-нуклона. Благодаря поверхностному взаимодействию ядро деформируется. Будем считать, что эта деформация не является сильной. Другими словами, при решении задачи будем приближаться к случаю промежуточной связи со стороны слабой связи. Это предположение налагает на одночастичные и коллективные уровни условие, противоположное условию адиабатичности, т. е. коллективные уровни должны лежать выше одночастичных уровней.

Учет коллективных возбуждений остова ядра будем рассматривать на основании обобщенной модели Бора [1, 2]. Гамильтониан системы, состоящей из сферического ядра и экстра-нуклона, взаимодействующего с его поверхностью, имеет следующий вид [1]:

$$H = H_s + H_p + H', \tag{1}$$

где

$$H_s = \sum_{\lambda_\mu} \left\{ \frac{1}{2B_\lambda} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{C_\lambda}{2} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right\} \tag{1'}$$

гамильтониан поверхностных колебаний ядра

$$H_p = -\frac{\hbar^2}{2M} \cdot \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2Mr^2} + V(r) \tag{1''}$$

гамильтониан свободного нейтрона, движущегося в потенциальной яме $V(r)$, и

$$H' = -kR_0\delta(r - R_0)\sum_{\mu}\alpha_{2\mu}(\theta, \varphi) \qquad (1''')$$

гамильтониан взаимодействия нейтрона с поверхностью ядра. Величины $\alpha_{2\mu}$ в (1′) суть параметры деформации ядерной поверхности. Будем считать, что величина $\alpha_{2\mu}$ в (1‴) является оператором, который действует на волновую функцию, описывающую состояние ядерной поверхности, и меняет число квантов возбуждения поверхности (фононов)

$$\alpha_{2\mu} = \sqrt{\frac{\hbar}{2B\omega}}(b_\mu + (-1)^\mu b^*_{-\mu}), \qquad (2)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{C_\lambda}{B_\lambda}}$$

частота фонона, а b_μ и $b^*_{-\mu}$ — операторы исчезновения и рождения фононов. Эти операторы удовлетворяют соотношениям

$$b_\mu b^*_\mu = N_\mu + 1; \quad b^*_\mu b_\mu = N_\mu. \qquad (3)$$

Для стационарной задачи уравнение Шредингера имеет вид

$$H\Psi = W^N_I\Psi, \qquad (4)$$

где Ψ — функцию, описывающую состояние системы, мы ищем в виде разложения по собственным функциям невозмущенной системы:

$$\Psi = \sum_{NRkl} a_{NRkl}(p)\,\psi_l(r)\,\Phi_N[Rs(k)lIM], \qquad (5)$$

где $\psi_l(r)$ и Φ_N суть собственные функции для одночастичных и коллективных состояний, соответственно, и предполагаются известными;

$$\begin{aligned} H_p\psi_l(r) &= E_l\psi_l(r); \\ H_s\Phi_N &= \hbar\omega_N\Phi_N \end{aligned} \qquad (6)$$

(E_l и $\hbar\omega_N$ одночастичные и коллективные уровни). Суммирование в (5) ведется по числам фононов N, угловым моментам остова R, спину канала k и орбитальному моменту экстра-нуклона l. I и M — полный момент системы и его проекция на ось Z.

Волновые функции $\Phi_N[Rs(k)lIM]$ зависят как от спиновых, так и от угловых переменных экстра-нуклона. Они образуют полную систему ортонормированных функций:

$$\Phi_N[Rs(k)lIM] = \sum_m\sum_{m_s}(RsM - m - m_s m_s\,|\,RskM - m)\times$$
$$\times(klM - mm\,|\,klIM)\,Y_{lm}(\theta, \varphi)\,\chi^{m_s}_s\,\Phi^{M-m-m_s}_{NR} \qquad (7)$$

Мы выбрали такую схему связи угловых моментов, при которой спины ядра R и частицы s дают спин канала k, складывающийся затем с орбитальным моментом частицы l и дающий тогда полный момент системы I. Этот выбор схемы связи обусловлен тем, что мы не учитывали спин-орбитальное взаимодействие и l является хорошим квантовым числом.

Однако при учете спин-орбитальной связи, если одночастичные состояния характеризуются большими j, более удобен выбор базисных функций с иной схемой связи, при которой сумма l и s частицы дает полный момент частицы j, в свою очередь складывающийся со спином ядра R,

давая полный момент I системы:

$$\Psi = \sum_{NjlR} b_{NljR}\psi_l(r)\,\widetilde{\Phi}_N[R;\,sl(j)\,IM]. \tag{5'}$$

При этом связь амплитуд состояний a_m и b_n имеет простой вид:

$$b_{NljR} = \sum_k (2k+1)^{1/2}(2j+1)^{1/2} W(RsIl;\,kj)\,a_{NRkl}, \tag{8}$$

$$a_{NRkl} = \sum_j (2k+1)^{1/2}(2j+1)^{1/2} W(RsIl;\,kj)\,b_{NRjl}, \tag{8'}$$

где $W(abcd;\,cf)$ — коэффициент Рака [8]. Таким образом, по (8) и (8') очень легко перейти от одной схемы связи к другой.

Волновые функции нечетных ядер

Из уравнения Шредингера (4) обычным способом получаем следующую систему зацепляющихся уравнений для амплитуд a_{NRkl}*

$$(W - E_l - \hbar\omega_N)\,a_{mN} = \sum_{m'} \langle mN\,|\,H'\,|\,m'N'\rangle\,a_{m'N'}. \tag{9}$$

При решении системы (9) используем приближение Тамма — Данкова [9] и отбросим все высшие фононные состояния остова ядра с $N>2$. Используя следующее свойство матричного элемента $\langle mN\,|H'|\,m'N'\rangle$:

$$\langle mN\,|\,H'\,|\,m'N'\rangle = (\delta_{N,\,N'-1} + \delta_{N,\,N'+1})\,\psi_l(\alpha R_0)\,\psi_{l'}(\alpha' R_0)\,H_{mN,\,m'N'}, \tag{10}$$

а также введя обозначения:

$$a_{mN} = \psi_m(\alpha_m R_0)\,A_{mN};$$
$$E_l + \hbar\omega_N = E_{lN}, \tag{11}$$

получаем следующие уравнения для амплитуд A_m, B_n и C_r бесфононных, однофононных и двухфононных состояний соответственно:

$$(W - E_{l_0})\,A_0 = \sum_{n'} H_{0n'}\psi^2_{l'}B_{n'};$$

$$(W - E_{l_1})\,B_n = H_{n0}\psi^2_{l_0}A_0 + \sqrt{2}\sum_{r'} H_{nr'}\psi^2_{l'}C_{r'};$$

$$(W - E_{l_2})C_r = \sqrt{2}\sum_{n'} H_{rn'}\psi^2_{l'}B_{n'}. \tag{12}$$

В общем случае $\psi_m = \psi_{\beta l}$, где β характеризует порядок уровней, определяемых из условия сшивания логарифмической производной внутреннего и внешнего решений уравнения (6). Если учесть, что уровни для различных β значительно отделены друг от друга [10] и существенны состояния, принадлежащие лишь одной оболочке, то суммирование по квантовому числу β можно не производить, и

$$\psi_{\beta l} = \psi_l.$$

Кроме того, из условия сохранения полного момента системы I и четности следует, что сумма по бесфононным состояниям также исчезает и, следовательно,

$$A_m = \delta_{ll_0}A_0,$$

где $l_0 = I \pm 1/2$ определяет четность состояния системы. С учетом этого и получаются уравнения (12).

---

* В дальнейшем всю совокупность индексов Rkl будем обозначать одним индексом m.

Для решения системы (12) необходимо вычислить матричные элементы H_{0n} и $H_{nn'}$. Вычисление их связано с суммированием по магнитным квантовым числам произведений коэффициентов Клебша — Жордана. Окончательный результат этого суммирования имеет вид

$$H_{0n} = -\tilde{g}\,[(2l+1)(2k+1)]^{1/2}(l\,200\,|\,l\,2\,l_0\,0)\,W(l_0\,2Ik;\,ls); \tag{13}$$

$$H_{rn'} = -\tilde{g}\,[(2l+1)(2R+1)(2k+1)(2k'+1)]^{1/2}\times \tag{13'}$$
$$\times(l\,200\,|\,l\,2\,l'\,0)\,W(2k'Rs;\,k2)\,W(k'\,2\,II;\,kl'),$$

где
$$\tilde{g} = kR_0\left[\frac{\hbar}{2B\omega}\cdot\frac{5}{4\pi}\right]^{1/2}.$$

Используя (13) и (13′), можно решить систему уравнений (12). Амплитуды A_0, B_n и C_r связаны условиями:

$$\psi_{l_0}(R_0)\,A_0 = \frac{1}{\sqrt{N(W_I, l_0)}}; \tag{14}$$

$$B_{kl} = -\tilde{g}\,[(2l+1)(2k+1)]^{1/2}(l\,200\,|\,l\,2\,l_0 0)\,W(l_0 2Ik;\,ls)\,\frac{\psi^2_{l_0}A_0}{(W_I - E_{l_1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l_2})}; \tag{14'}$$

$$C_{Rkl} = \sqrt{2}\,\tilde{g}^2\,[(2R+1)(2k+1)]^{1/2}\,W(kRIl_0;\,sl)\sum_{l'}(2l'+1)\,W(2Rl'l_0;\;2l)\times$$
$$\times\frac{(l'\,200\,|\,l'\,2\,l\,0)\,(l'\,200\,|\,l'\,2\,l_0)\,\psi^2_{l'}\psi^2_{l_0}A_0}{(W_I - E_{l_2})(W_I - E_{l'1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l'2})}, \tag{14''}$$

где

$$N(W_I, l_0) = 1 - \tilde{g}^2\sum_l \frac{(l_0\,200\,|\,l_0 2l0)^2\psi^2_l\psi^2_{l_0}}{(W_I - E_{l_1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l_2})^2}\left(1 - 2\tilde{g}^2\sum_{l'}\frac{(l\,200\,|\,l2l'0)^2\,\psi^2_l\psi^2_{l_0}}{(W_I - E_{l_2})^2}\right), \tag{15}$$

$$\alpha_{l_1} = \sum_l \frac{(l_0\,200\,|\,l_0 2l0)^2\,\psi^2_l\psi^2_{l_0}}{W_I E_{l_1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l_2}(W_I)}; \quad \alpha_{l_2} = \sum_{l'}\frac{(l\,200\,|\,l2l'0)^2\,\psi^2_{l'}\psi^2_l}{(W_I - E_{l'2})}. \tag{15'}$$

Кроме того, из равенства нулю определителя системы получаем следующее уравнение для определения собственных значений для W_I, которые определяют энергетические уровни нечетного нуклона:

$$W_I = E_{l_0} + \tilde{g}^2\alpha_{l_0 1}(W_I). \tag{16}$$

Подставляя (14) — (14″) в (5), мы получаем собственные функции ядра в зависимости от полного момента.

Энергетические уровни нечетных ядер

Решение уравнения (16) для нахождения энергетических уровней нечетных ядер представляет значительное затруднение. Однако, если предположить, что коллективные уровни лежат выше одночастичных, что осуществляется для слабо деформированных ядер, задача в значительной степени упрощается. Так, например, можно очень легко найти из уравнения (16) основное состояние нечетного ядра, делая последовательные приближения. Выбрав нулевое приближение $W_I^{(0)} = E_{l_0}$, получаем

$$W_I^{(1)} = E_{l_0} + \tilde{g}^2\alpha_{l_0 1}(E_{l_0}). \tag{17}$$

для n-ого приближения естественно следующее рекуррентное выражение

$$W_I^{(n)} = E_{l_0} + \tilde{g}^2\alpha_{l_0 1}(W_I^{(n-1)}); \tag{17'}$$

при этом искомая энергия основного состояния

$$W_{I0} = \lim_{n\to\infty} W_I^{(n)}. \tag{17″}$$

Для не очень сильной связи процесс сходимости (17″) протекает очень быстро, и нет необходимости в большом числе шагов. В дальнейшем будем считать, что энергия основного состояния нами найдена. Тогда, сделав некоторые упрощения в (16), можно найти энергии коллективных возбуждений системы. Пренебрегая зависимостью от l знаменателя в $\alpha_{l_0 1}$ и l_{l_2} и вынося некоторое среднее выражение из-под знака суммы, мы получаем кубическое уравнение для определения собственных значений W_{IN}. В случае не очень сильной связи энергетические уровни для однофононных и двухфононных коллективных уровней ядра равны

$$W_1^I = \overline{E}_{l1} + \Delta W_0 + \frac{2\,[\widetilde{g}^2\,\widetilde{\psi}_l^2\overline{\psi}_l^2 + M]}{\overline{E}_{l1} - \overline{E}_{l2} + \Delta W_0}; \tag{18}$$

$$W_2^I = \overline{E}_{l2} - \frac{2\,[\widetilde{g}^2\,\widetilde{\psi}_l^2\overline{\psi}_l^2 + M]}{\overline{E}_{l1} - \overline{E}_{l2} + \Delta W_0}, \tag{18'}$$

где $\widetilde{\psi}_l^2 = \sum_{l'} (l\,200\,|\,l\,2\,l'\,0)^2\,\psi_{l'}^2$; $\quad \Delta W_0 = E_{l_0} - W_{0I}$;

$$M = \overline{E}_{l2}\,\Delta W_0\left(1 + \frac{\overline{E}_{l1}}{W_{I0}}\right) + \frac{\widetilde{g}^2\,\widetilde{\psi}_l^2\overline{\psi}_l^2}{W_{I0}}\,\Delta W_0 + \frac{\widetilde{g}^2\widetilde{\psi}_{l_0}^2\psi_{l_0}^2\,\overline{E}_{l2}}{W_{I0}}. \tag{18''}$$

M является величиной второго порядка малости, по сравнению с $\widetilde{g}^2\overline{\widetilde{\psi}}_l^2\overline{\psi}_l^2$ (черточка везде указывает на усреднение).

Для не очень сильной связи, когда $h\omega + E_l - E_{l_0} > \widetilde{g}^2\alpha_{l_2}$, второй член в выражении (16) всегда является отрицательным, и, таким образом, поверхностное взаимодействие понижает основное состояние ядра независимо от знака поверхностного взаимодействия $\widetilde{g}$. Относительно возбужденных состояний коллективных уровней в случае малого поверхностного взаимодействия можно указать на следующие свойства. Так как знаменатель во втором члене выражения (18″) отрицательный, а главный вклад в энергию определяет член $\widetilde{g}^2\overline{\widetilde{\psi}}_l^2\overline{\psi}_l^2$, то первый коллективный уровень при учете поверхностного взаимодействия понижается, а второй коллективный уровень повышается. Таким образом, расстояние между коллективными уровнями увеличивается. Следует также указать на то, что в реальном ядре спин для основного состояния может не совпадать с полным моментом первого или второго коллективного уровня; поэтому указанная тенденция повышения или понижения уровней может нарушаться для уровней с другими моментами. Данная тенденция будет наблюдаться, если первый и второй коллективные уровни имеют полный момент I, равный моменту основного состояния.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Bohr A., Dan. Mat. Fys. Medd., **26**, 14 (1952).
2. Bohr A., Mottelson B. R., Dan. Mat. Fys. Med., **27**, 16 (1953).
3. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, стр. 574.— Изд. АН СССР, 1958.
4. Заикин Д. А., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, стр. 579.— Изд. АН СССР, 1958.
5. Ford K., Phys. Rev., **90**, 29 (1953).
6. Kerman A. K., Phys. Rev., **92**, 1176 (1953).
7. Choudhury D. C., Dan. Mat. Fys. Medd., **28**, 4 (1954)
8. Biedenharn L. S., Blatt J. M., Rose M. E., Rev. Mod. Phys., **24**, 242 (1952).
9. Tamm I., J. Phys., **9**, 449 (1945).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. Д. КОНСТАНТИНОВ и А. М. КОРОЛЕВ

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ СЛАБО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Введение

В последнее время для объяснения экспериментально наблюдаемых магнитных и квадрупольных моментов ядер привлечена обобщенная модель ядра Бора [1].

На основании этой модели рядом авторов [2, 5] было проведено теоретическое рассмотрение магнитных и квадрупольных моментов с учетом взаимодействия нечетного нуклона с поверхностью ядра. При этом рассмотрение проводилось для случаев сильного взаимодействия [2, 3] и слабого взаимодействия [4, 5]. Однако при этом все же не были решены некоторые вопросы, например законность адиабатического приближения при нахождении энергетических уровней и влияние двухфононных состояний на магнитные и квадрупольные моменты ядер [4]. Хотя в работе [5] и было проведено рассмотрение с учетом трехфононных состояний в промежуточном варианте связи, аналитической зависимости этих величин от квантовых чисел, которые характеризуют основное состояние ядра, дано не было.

Метод расчета в данной работе в основных чертах совпадает с методом работ [4, 5]. С использованием результатов работы [6], где были получены волновые функции и энергетические уровни нечетных ядер, в настоящей работе рассматриваются магнитные и квадрупольные моменты ядер в промежуточном варианте связи при приближении к ней со стороны слабой связи. При этом производится учет неадиабатических членов и двухфононных состояний. Кроме того, в данной работе рассматривается влияние экстра-нуклона на величины магнитных и квадрупольных моментов ядер.

Постановка задачи

Для вычисления магнитных и квадрупольных моментов системы, состоящей из четно-четного ядерного остова и экстра-нуклона, необходимо знать волновую функцию такой системы. Эта волновая функция получается при решении уравнения Шредингера следующего вида:

$$H\Psi_{IM} = W_I\Psi_{IM}, \tag{1}$$

где гамильтониан H записывается в форме [1]

$$H = H_s + H_p + H', \tag{2}$$

H_s — гамильтониан поверхностных колебаний ядра, а H_p — гамильтониан свободного нуклона, движущегося в потенциальной яме $V(r)$, а

$$H' = -kR_0\delta(r - R_0)\sum_{\mu}\alpha_{2\mu}Y_{2\mu}(\theta\varphi) \tag{2'}$$

гамильтониан взаимодействия нуклона с поверхностью ядра.

Уравнение (1) с гамильтонианом (2) решается в представлении вторичного квантования при использовании метода Тамма — Данкова

[7, 8] и в предположении, что имеется только два поверхностных кванта возбуждения [6].

Решение уравнения (1), при данном значении полного момента I и его проекции M, ищется в виде разложения по собственным функциям невозмущенной системы:

$$\psi_{IM}(r) = \sum_{RSKlN} a^{NIM}_{RSKl}\psi_l(r,k)\,\Phi_N[RS(K)\,l;\,IM], \tag{3}$$

где $\mathbf{R}$ — момент количества движения поверхности ядра, $\mathbf{S}$ — спин нуклона $\mathbf{K}=\mathbf{R}+\mathbf{S}$, $\mathbf{l}$ — орбитальный момент нуклона, $\mathbf{I}$ — полный момент ядра, M — его проекция, N — число фононов.

Волновые функции $\Phi_N[RS(K)\,l;\,IM]$ соответствует определенной схеме сложения моментов и образуют полную систему ортогональных функций [9]:

$$\Phi_N[RS(K)\,l;\,IM] = \sum_{m,m_s}(KlM-mm\,|\,KlIM)(RSM-m-m_s m_s|\,RSKM-m)$$
$$\times\, Y_{lm}(\theta,\varphi)\,\chi^{m_s}_s\,\Phi^{M-m-m_s}_N(R). \tag{4}$$

Здесь $(KlM-mm\,|KlIM)$ — коэффициенты Клебша — Жордана; $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ — нормированные шаровые функции, зависящие от угловых переменных нуклона θ,φ; $\chi^{m_s}_s$ — спиновая функция нуклона; $\Phi^{M-m-m_s}_N(R)$ — волновая функция ядра со спином R в пространстве чисел заполнения фононов N; $\psi_l(r,k)$ — волновая функция свободного нуклона, движущегося в сферическом поле $V(r)$. Выражения для амплитуд a^{IMN}_{RSKl} в (3), для без-, одно- и двухфононных состояний суть a_0, $B^{l_0}_{2Kl}$ и $C^{l_0}_{RKl}$, соответственно, и имеют следующий вид [6]:

$$a_0 = \psi_{l_0}(R_0)\,A_0\delta_{ll_0} = \frac{\delta_{ll_0}}{\sqrt{N(W_I,l_0)}}, \tag{5}$$

где

$$N(W_I,l_0) = 1 + \tilde{g}^2\sum_l \frac{(l_0200\,|\,l_020)^2\psi^2_l(R_0)\psi^2_{l_0}(R_0)}{(W_I - E_{l1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l2}(W_I))^2}\,(1+2\tilde{g}^2\tilde{\alpha}_{l2}), \tag{5'}$$

$$B^{l_0}_{2Kl} = (-\tilde{g})\,(2K+1)^{1/2}W(l_02IK;lS)\,(2l+1)^{1/2}\,\frac{(l200|l20)\,\psi_l(R_0)\,\psi_{l_0}(R_0)}{(W_I - E_{l1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l2})}\,a_0, \tag{5''}$$

$$C^{l_0}_{RKl} = 2\sum_{l'}(2K+1)^{1/2}(2R+1)^{1/2}W(KRIl_0;Sl)\,W(2Rl'l_0;2l)\,\times$$
$$\times\,\tilde{g}^2(2l'+1)\,\frac{(l'200\,|\,l'20)\,(l'200\,|\,l'2l_00)\psi^2_{l'}(R_0)\psi_l(R_0)\psi_{l_0}(R_0)}{(W_I - E_{l2})\,(W_I - E_{l'1} - 2\tilde{g}^2\alpha_{l'2})}\,a_0, \tag{5'''}$$

$$\tilde{g} = kR_0\left(\frac{\hbar}{2B\omega}\right)^{1/2}\left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2},$$

$W(abcd;ef)$ — коэффициенты Рака [10]. Момент l_0 определяется из неравенства $I-\frac{1}{2}\leqslant l_0\leqslant I+\frac{1}{2}$; зная четность уровня, однозначно определим l_0. Через E_{l1} обозначена величина

$$E_{l1} = E_l + \hbar\omega_2, \quad \text{а} \quad E_{l2} = E_l + 2\hbar\omega_2,$$

где E_l — одночастичный уровень, а $\hbar\omega$ — коллективный уровень. И, наконец, величины α_{l2} и $\tilde{\alpha}_{l2}$ имеют следующий вид:

$$\alpha_{l2}(W_I) = \sum_{l'}\frac{(l200\,|\,l2l'0)^2\,\psi^2_{l'}(R_0)\,\psi^2_l(R_0)}{(W_I - E_{l'2})}\,; \tag{6}$$

$$\tilde{\alpha}_{l_2}(W_I) = \sum_{l'} \frac{(l200 \mid l2l'0)^2 \, \psi_{l'}^2(R_0) \, \psi_l^2(R_0)}{(W_I - E_{l'_2})^2}. \tag{7}$$

Энергия основного состояния ядра определяется из уравнения:

$$W_I - E_{l_2} = \tilde{g}^2 \sum_l \frac{(l_0200 \mid l_0 2l0)^2 \, \psi_l^2(R_0) \, \psi_{l_2}^2(R_0)}{W_I - E_l - \hbar\omega_2 - 2\tilde{g}^2 \alpha_{l_2}(W_I)}. \tag{8}$$

Теперь мы можем перейти к непосредственному вычислению магнитных и квадрупольных моментов ядер.

Магнитные моменты

Разделение момента количества движения между частицей и поверхностью приводит к тому, что как частица, так и поверхность вносят свои вклады в магнитный момент ядра.

Оператор магнитного момента для связанной системы, состоящей из четно-четного ядерного остова и экстра-нуклона, берем в виде [2]:

$$\mu = g_j I_z - (g_j - g_R) R_z, \tag{9}$$

где R_z — z-компонента момента количества движения поверхности, g_R — g-фактор для момента количества движения поверхности, а g_j — g-фактор для отдельного нуклона, движущегося в сферически-симметричном поле.

Для равномерно-заряженного ядра имеем следующее выражение для g_R [11]:

$$g_R = \frac{Z}{A}, \tag{10}$$

а выражение для g_j имеет вид

$$g_j = g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2l + 1}, \tag{11}$$

где знак выбирается согласно $j = l \pm \frac{1}{2}$, а g_s и g_l — собственный и орбитальный g-факторы в единицах ядерного магнетона.

Магнитный момент ядра μ связан с оценкой матричного элемента оператора $\hat{\mu}$ (9) на волновых функциях (3) в состоянии с $I = M$. Таким образом, необходимо вычислить матричный элемент вида:

$$\mu = \langle g_j I_z - (g_j - g_R) R_z \rangle_{M=I}. \tag{12}$$

При вычислении матричного элемента (12) удобно перейти от волновой функции (3) со схемой связи $[RS(K)l;\ IM]$ к волновой функции со схемой связи $[RSl(j);\ IM]$. Этот переход осуществляется при помощи унитарного преобразования. Новая волновая функция запишется в следующем виде:

$$\psi_{IM}(r) = \sum_{RjlN} b_{RjlN}^{IM} \psi_l(r, k) \Phi_N [R, Sl(j); IM], \tag{13}$$

где амплитуды b_{RjlN}^{IM} связаны с амплитудами a_{RKlN}^{IM} соотношением:

$$b_{RjlN}^{IM} = \sum_K (2K+1)^{1/2} (2j+1)^{1/2} W(RSIl; Kj) \, a_{RKlN}^{IM}.$$

Для вычисления матричного элемента (12) разобьем его на две части и вычислим каждую часть в отдельности:

$$\mu = \langle g_j I_z \rangle_{M=I} - \langle (g_j - g_R) R_z \rangle_{M=I} = \mu_1 - \mu_2. \tag{14}$$

Вычисление матричных элементов μ_1 и μ_2 в (14) связано с суммированием по магнитным квантовым числам произведений коэффициентов Клебша — Жордана и суммированием по моментам коэффициентов Рака. Окончательный результат этого суммирования следующий:

$$\mu_1 = I\Big\{g_I a^2_{l_0 l_0} + \sum_{l,j} g_j (2j+1) W^2(2jl_0S; Il) B^2_{ll_0} + \sum_{R,l,j} g_j (2j+1) W^2(Rjl_0S; Il) Q_{l_0 l}\Big\}; \tag{15}$$

$$\mu_2 = I\Big\{\sum_{l,j} (g_j - g_R)(2j+1)\Big[\frac{I(I+1)-j(j+1)+6}{2I(I+1)}\Big] W^2(2jl_0S; Il) B^2_{ll_0} + \sum_{R,l,j} (g_j - g_R)(2j+1)(2R+1) \times \Big[\frac{I(I+1)+R(R+1)-j(j+1)}{2I(I+1)}\Big] W^2(Rjl_0S; Il) Q_{ll_0}\}, \tag{16}$$

где величины Q_{ll_0}, $a_{l_0 l_0}$, B_{ll_0} и $C^{l_0}_{ll'}$ имеют следующий вид:

$$Q_{l_0 l} = \sum_{l_1, l_2} W(2Rl_1, l_0; 2l) W(2Rl_2 l_0; 2l) C^{l_0}_{ll_1} C^{l_0}_{ll_2}, \tag{17}$$

$$a_{l_0 l_0} = \frac{1}{\sqrt{N(W_I, l_0)}}\,^{*}. \tag{17'}$$

$$B_{ll_0} = (-\tilde{g})(2l+1)^{1/2} \frac{(l200 \mid l2l_0 0)\,\psi_l(R_0)\,\psi_{l_0}(R_0)}{W_I - E_{l_1} - 2\tilde{g}^2 \alpha_{l_2}(W_I)} a_{l_0 l_0}, \tag{17''}$$

$$C^{l_0}_{ll'} = \tilde{g}^2 (2l'+1) \frac{(l'200 \mid l'20)(l'200 \mid l'2l_0 0)\psi^2_{l'}(R_0)\,\psi_l(R_0)\,\psi_{l_0}(R_0)}{(W_I - E_{l2})(W_I - E_{l'1} - 2\tilde{g}^2 \alpha_{l'2})} a_{l_0 l_0}, \tag{17'''}$$

Таким образом, мы определили полный магнитный момент ядра, обусловленный как поверхностью, так и отдельным нуклоном.

Квадрупольные моменты

В обобщенной модели ядра полный квадрупольный момент связанной системы, состоящей из ядерного остова и отдельного нуклона, равен [2]:

$$Q = Q_s + Q_p, \tag{18}$$

где Q_s — квадрупольный момент, обусловленный деформацией ядерной поверхности, а Q_p — квадрупольный момент, обусловленный внешним нуклоном.

Оператор квадрупольного момента, обусловленного деформацией ядерной поверхности, в гидродинамической модели, т. е. когда ядро считается несжимаемым и равномерно заряженным по объему, имеет вид [4, 11]:

$$\hat{Q}_s = 3Z(5\pi)^{-1/2} R_0^2 \alpha_{20}. \tag{19}$$

При переходе к квантовой теории оператор $\hat{Q}_s$ записывается в представлении вторичного квантования следующим образом:

где
$$\hat{Q}_s = 3Z(5\pi)^{-1/2} R_0^2 e_2 \{b_{20} + b^{*}_{20}\}, \tag{20}$$

$$e_2 = (\hbar^2 / 2B_2 \hbar\omega_2)^{1/2}, \tag{20'}$$

b_{20} и b^{*}_{20} — операторы уничтожения и рождения квантов поверхностных возбуждений (фононов).

* См. формулу (5').

Далее оператор квадрупольного момента для нуклона дается следующим выражением [12]:

$$\hat{Q}_p = (16\pi/5)^{1/2} r^2 Y_{20}(\theta, \varphi). \tag{21}$$

Этот член дает малый вклад в полный квадрупольный момент для сильно деформированных ядер, но может быть сравнительно большим, по порядку величины, для слабо деформированных ядер.

Для нахождения квадрупольных моментов Q_s и Q_p необходимо вычислить матричные элементы операторов Q_s и Q_p на волновых функциях (3), т. е. вычислить следующие матричные элементы:

$$Q_s = 3Z(5\pi)^{-1/2} R_0^2 e_2 \langle (b_{20} + b_{20}^*) \rangle_{M=I}; \tag{22}$$

$$Q_p = (16\pi/5)^{1/2} \langle r^2 Y_{20}(\theta, \varphi) \rangle_{M=I}. \tag{23}$$

Оператор $(b_{20} + b_{20}^*)$ действует на волновую функцию, описывающую состояние поверхности. Из свойств коммутации для операторов уничтожения и рождения следует, что матричные элементы будут отличаться от нуля только тогда, когда числа фононов отличаются на единицу, т. е. $N' = N \pm 1$.

Вычисление матричных элементов (22) и (23) связано с суммированием по магнитным квантовым числам произведений коэффициентов Клебша — Жордана. Окончательный результат вычислений следующий:

$$Q_s = 6Z(5\pi)^{-1/2} R_0^2 e_2 (2I+1)^{1/2} (2I0I \mid 2III)\, W(Sl_0I2; Il_0) \times$$
$$\times \left\{ a_{l_0 l_0} B_{l_0 l_0} + \sqrt{2} \sum_{ll'} W(2l_0 l2; l'l_0)\, B_{ll_0} C_{ll'}^{l_0} \right\}^{*}. \tag{24}$$

Аналогичные вычисления дают выражение для квадрупольного момента Q_p:

$$Q_p = 2(2I+1)^{1/2} (2I0I \mid 2III)\, W(Sl_0I2; Il_0) \times \tag{25}$$
$$\times \{ (2l_0+1)^{1/2} (2l_0 00 \mid 2l_0 l_0 0)\, I_{l_0 l_0} a_{l_0 l_0}^2 +$$
$$+ \sum_{l,l'} (2l+1)^{1/2} (2l00 \mid 2ll'0)\, W(2l_0 l'2;\ ll_0)\, I_{l'l} B_{l'l_0} B_{ll_0} +$$
$$+ \sum_{l,l',l_1,l_2} (2l+1)^{1/2} (2l00 \mid 2ll'0)\, W(2l_1 l_0 2;\ l_0 l_1)\, W(2l_1 l'2;\ ll_1)\, I_{l'l} C_{l'l_1}^{l_0} C_{ll_2}^{l_0},$$

$I_{l'l}$ — интеграл вида

$$I_{l'l} = \int \phi_{l'}^{*}(r, k)\, \phi_l(r, k)\, r^4 dr, \tag{26}$$

а $\phi(r, k)$ — волновые функции, удовлетворяющие уравнению с гамильтонианом H_0 и описывающие движение свободного нуклона в потенциальной яме $V(r)$.

В качестве примера были рассчитаны магнитный и квадрупольный моменты ядра неодима ($_{60}Nd_{83}^{143}$), который имеет один экстра-нуклон сверх замкнутой оболочки. При этом радиус ядра вычислялся по формуле $R_0 = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1{,}45 \div 10^{-13}$ см, глубина потенциальной ямы $V_0 = 35$ MeV. Константа связи в гамильтониане взаимодействия бралась на 25% меньше глубины ямы V_0 [1]. Энергия первого возбужденного состояния четно-четного ядра принималась равной $\hbar\omega_2 = 1{,}6$ MeV [13]. Массовый параметр B_2 вычислялся по гидродинамической модели.

В результате вычислений было получено

$$Q_{\text{теор}} = -1{,}75 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ и } \mu_{\text{теор}} = -1{,}64\, \mu_{\text{яд}}.$$

---

* См. (17′) — (17‴).

Экспериментальные значения для магнитного и квадрупольного момента, взятые из работ [14, 15], соответственно равны:

$$Q_{\text{эксп}} = -(1{,}1 + 0{,}1)\cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ и } \mu_{\text{эксп}} = -1{,}0 + 0{,}2 \ \mu_{\text{яд}}.$$

Как видно из сравнения экспериментальных данных с теоретическими, учет коллективных эффектов улучшает согласие с экспериментом, но не объясняет магнитные и квадрупольные моменты полностью. Здесь, по-видимому, играет роль еще то обстоятельство, что массовый параметр B_2, вычисленный по гидродинамической модели, является заниженным; поэтому истинные значения моментов оказываются несколько бо́льшими.

В заключение следует заметить, что вклад двухфононных состояний в магнитные и квадрупольные моменты, по-видимому, является малым для ядер, расположенных вблизи магических, и начинает расти по мере удаления от магического ядра.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Bohr A., Dan. Mat. Fys. Medd., **26**, *14* (1952).
2. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., **27**, *16* (1953).
3. Ford K., Phys. Rev., **90**, 29 (1953).
4. Kerman A. K., Phys. Rev., **92**, 1176 (1953).
5. Choudhury D. C., Dan. Mat. Fys. Medd., **28**, *4*, (1954).
6. Королев А. М., см. настоящий номер журнала, стр. 1492.
7. Tamm I., J. Phys. (USSR), **9**, 449 (1945).
8. Dancoff S. M., Phys. Rev., **78**, 382 (1950).
9. Королев А. М., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, стр. 172.—Изд. АН СССР, М., 1958.
10. Biedenharn L. C., Blatt J. M., Rose M. E., Rev. Mod. Phys., **24**, 249 (1952).
11. Tolhoek H., Physica, **21**, 1 (1955).
12. Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика.— ИЛ, М., 1954.
13. Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., **90**, 587 (1953).
14. Murakawa K., Phys. Rev., **96**, 15 (1954).
15. Кюльц Е. Ф., Кунц В., Хартман В. Г., Успехи физ. наук, **55**, 537 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

П. Э. НЕМИРОВСКИЙ

ЯДЕРНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ И НЕЙТРОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЯДЕР

В нашей предыдущей работе [1] сообщались результаты расчета одночастичных состояний атомных ядер с потенциалом, заимствованным из оптической модели. Было показано, что порядок уровней в яме с таким потенциалом получается хорошо согласующимся с данными о ядерных оболочках. Для энергий связи достаточно хорошего согласия получено не было.

Дальнейшее исследование показало, что использованный потенциал не учитывал всех факторов, оказывающих существенное влияние на стационарные состояния. Одним из существенных факторов в случае легких ядер является зависимость ядерных сил от изотопического спина.

Хорошо известно, что при малых энергиях силы между двумя нуклонами в состоянии с $T = 0$ много больше, чем в состоянии с $T = 1$. Для легких ядер состояния с $T = 0$ или $T = 1/2$ лежат существенно ниже, чем с $T = 1$ и $T = 3/2$, что для основных состояний эквивалентно зависимости энергии связи от $N - Z$.

Эта зависимость ядерных сил от изотопического спина, не противоречащая зарядовой инвариантности, приводит к мысли о том, что эффективный потенциал самосогласованного поля ядра также должен зависеть от $N - Z$ [2—4].

Аналогичная зависимость проявляется, как известно, и в формуле Вайцзекера в известном изотопическом ее члене. Рассмотрению указанного вопроса и посвящена значительная часть данной работы. Применение его к оценке максимального числа нейтронов в ядре с данным Z проведено в конце статьи.

1. Определение потенциала

Не будем подробно останавливаться на потенциале взаимодействия нейтронов с ядром, принятым в оптической модели ядра. Напомним только, что для расчета стационарных состояний используется тот же потенциал без мнимой части.

Потенциал состоит из двух частей: основного центрального взаимодействия и спинорбитального члена. Для основного взаимодействия принимается зависимость от r, предложенная впервые в работе [5]:

$$V_1 = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r - R_0}{a}}}. \tag{1}$$

Спинорбитальное взаимодействие принимается в форме:

$$V_{2l} = -\varkappa \left(\frac{\hbar}{r}\right)^2 \frac{dV_1}{dr} (\vec{\sigma}\vec{l}), \tag{2}$$

где V_1 — центральный потенциал (численное значение $\varkappa$ дается в разделе 2).

Интересно отметить, что грубая оценка энергии спинорбитального взаимодействия по теории возмущений, которую мы сейчас приведем, мало отличается от результатов точного расчета (20–30%). Расщепление термов с данным l равно сумме матричных элементов (2) в состояниях с параллельными и антипараллельными спином и орбитой, т. е.

$$E = (2l+1)\varkappa \int_0^\infty \frac{1}{r}\frac{dV_1}{dr}|\psi|^2 r^2 dr.$$

Для оценки можно принять, что $\frac{dV_1}{dr}$ отлично от нуля в узкой области вблизи границы ядра, тогда $r|\psi|^2$, как медленно меняющаяся функция, может быть вынесена за знак интеграла для $r = R$ и $E = (2l+1)\times$ $\times\varkappa (r|\psi|^2)_{r=R} V_1$.

Если считать, что $r^2|\psi|^2$ близко к постоянной внутри ядра, то

$$(r|\psi|^2)_{r=R} \approx \frac{1}{R^2}$$

и

$$E \approx \frac{(2l+1)\varkappa}{R^2} V_1. \qquad (3)$$

Такой грубый расчет дает для применяемых в настоящее время параметров расщепление между состояниями $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$ Ca^{41} $E = 5{,}5$ MeV, что отличается от результата точного расчета примерно на 1 MeV. Формула (3) особенно удобна для оценки роли спинорбитального взаимодействия в состояниях, имеющих радиальные узлы. Для состояний без радиальных узлов расщепление с ростом R меняется значительно медленнее, чем по закону $1/R^2$, вследствие того, что в таких состояниях нуклоны концентрируются у поверхности ядра.

Приведенный потенциал применялся в предыдущих работах. Однако, как уже упоминалось, для стационарных состояний существенную роль должна играть зависимость потенциала от $N - Z$. Для того чтобы ввести такую зависимость, необходимо сделать дополнительные предположения.

Предположим, что в ядре сбразуются два независимых самосогласованных поля, нейтронное и протонное, а истинный потенциал взаимодействия представляет собой сумму двух соответствующих потенциалов, входящих со статистическими весами, пропорциональными числу протонов и нейтронов. Такая точка зрения, по-видимому, справедлива для тяжелых ядер, в частности, она находит подтверждение в современной теории моментов инерции. Для легких ядер существуют корреляционные эффекты между протонами и нейтронами, проявляющиеся в особой устойчивости ядер типа $n\alpha$; поэтому наше предположение для этих ядер не выполняется. Что касается линейной зависимости потенциала $N - Z$, то она должна быть справедлива при $\frac{N-Z}{A} \ll 1$. Исследование ядер с большим нейтронным избытком даст, быть может, возможность найти отклонения от столь простой зависимости.

Таким образом, потенциал взаимодействия принимается в форме:

$$V_n = \frac{N}{A}V_1 + \frac{Z}{A}V_2 = \frac{V_1+V_2}{2} + \frac{N-Z}{2A}(V_1 - V_2). \qquad (4)$$

где V_1 — потенциал взаимодействия нейтрона с чисто нейтронной жидкостью, а V_2 — с чисто протонной. При этом предполагается одинаковая зависимость потенциала от $(N - Z)$ как для центрального потенциала, так и для спинорбитального. Влияние второго члена можно вычислить

по теории возмущения и численно. Отношение констант $V_1(0)$ и $V_2(0)$ и их полусумму следует определить из опыта.

Для протонов наиболее естественным является предположение о потенциале вида:

$$V_p = \frac{Z}{A} V_1 + \frac{N}{A} V_2 + \frac{V_1 + V_2}{2} - \frac{N-Z}{2A}(V_2 - V_1). \tag{5}$$

Из приведенных выше соображений следует ожидать, что $V_2 > V_1$, т. е. для тяжелых ядер $V_p > V_n$. При расчете уровней всегда использовался потенциал $\frac{V_1+V_2}{2}$. Затем для заданного N/Z параметры размерности длины $K_0 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mV_n}$, a и $\varkappa^{1/2}$ менялись одинаковым образом в соответствии с (4). Впрочем изменения $\varkappa$ и a очень невелики и не могут существенно сказаться на энергии уровня.

После этих замечаний путь расчета нейтронных уровней становится очевидным. Гораздо сложнее расчет для нечетных протонов. В этом случае необходимо точное значение кулоновского поля, действующего на протон. Казалось бы, этот вопрос решается однозначно. Однако трудности здесь происходят скорее от многочисленности данных.

Имеются следующие группы данных.

1. Рассеяние электронов на ядрах. Данные этих опытов весьма точны и дают для ядер с $A \geqslant 40$ следующее выражение для плотности протонов в ядре:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r - R_0}{a_0}}}, \tag{6}$$

где $a_0 = 0{,}55 \cdot 10^{-13}$ см, $R_0 = 1{,}07 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Для более легких ядер получаются более специфические распределения заряда, однако отличие распределения для O^{16} от распределения (6) невелико.

2. μ-Мезонные атомы дают для равномерного распределения заряда

$$R = 1{,}18 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}.$$

3. Для зеркальных ядер Кофоед Ганзен получает:

$$R = 1{,}3 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}.$$

4. Наконец, можно попытаться воспользоваться полуэмпирической формулой для масс. По данным Гирина и Суда [2], использовавших этот метод, $R = 1{,}21\ A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см.

Наиболее точен метод 1. Однако быстрые электроны не воздействуют на кулоновское поле ядра. Напротив, протон, присоединяющийся к ядру, поляризует ядро, а потому его взаимодействие с ядром должно быть более слабым, чем получающееся из опытов по методу 1. Аналогичные соображения относятся и к μ-мезонным атомам.

Более прямое отношение к нашей проблеме имеют данные методов 3 и 4.

Для легких ядер различные методы приводят к мало отличающимся результатам. Это связано с небольшой величиной кулоновского взаимодействия. Так, для O^{17} ошибка в 10 % составляет всего 0,3 MeV и потому несущественна. Но для Sb^{121} ошибка в 10 % уже равна 1,3 MeV, а для Bi^{209} — 1,8 MeV; поэтому точный выбор кулоновского потенциала имеет очень существенное значение для исследования ядерного потенциала. Однако использовать данные метода 4 мы не можем, так как он содержит большую ошибку. Поэтому результаты расчета протонных уровней тяжелых ядер носят сугубо предварительный характер.

II. Сравнение с экспериментом

Как уже упоминалось, все параметры, за исключением отношения V_1/V_2, берутся из данных по рассеянию медленных нейтронов. При этом предполагается, что действительная часть потенциала постоянна в интервале $0 \div 8$ MeV. Действительно расчеты эффективной массы различными авторами показывают, что этот параметр меняется медленно, и наше предположение не противоречит другим теоретическим соображениям. При $R = 1{,}24\ A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, $V_0 = 53$ MeV,

$$K_0 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mV_0} = \frac{1}{a}$$

и

$$\varkappa^2 = \frac{0{,}66}{K_0^2}$$

были вычислены кривые (1) и (2). Затем из сравнения энергии уровня при данном R с основными состояниями ряда ядер с замкнутой нейтронной

Таблица 1

Энергии связи нейтрона спины и четкости основных состояний ядер с замкнутой оболочкой плюс один нуклон с $N>20$

Ядро	Состояние		Состояние		Ядро	Состояние		Состояние	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.		теор.	эксп.	теор.	эксп.
S^{17}	$7/2^-$	$7/2^-$	4,8	4,48	Zr^{91}	$5/2^+$	$5/2^+$	6,97	7,16
Ar^{39}	$7/2^-$	$7/2^-$	6,82	6,6	Mo^{93}	$5/2^+$	$5/2^+$	7,89	7,85
Ca^{41}	$7/2^-$	$7/2^-$	8,73	8,37	Xe^{137}	$7/2^-$	$7/2^-$	4,09	4,40
Ca^{49}	$3/2^-$	$3/2^-$	5,37	5,15	Ba^{139}	$7/2^-$	$7/2^-$	4,66	4,72
Ti^{51}	$3/2^-$	$3/2^-$	6,69	6,35	Ce^{141}	$7/2^-$	$7/2^-$	5,24	5,40
Cr^{53}	$3/2^-$	$3/2^-$	7,99	7,93	Nd^{143}	$7/2^-$	$7/2^-$	5,78	6,06
Fe^{55}	$3/2^-$	$3/2^-$	9,25	9,30	Pb^{209}	$9/2^+$	$9/2^+$	4,09	3,94
Kr^{87}	$5/2^+$	$5/2^+$	5,14	5,53	Po^{211}	$9/2^+$	$9/2^+$	4,49	4,55
Sr^{89}	$5/2^+$	$5/2^+$	6,06	6,52	Ge^{73}	$9/2^+$	$9/2^+$	6,98	6,64

оболочкой плюс один нейтрон был определен параметр V_1/V_2. Наилучшее согласие с опытом дает $V_2/V_1 = 3{,}44 \pm 0{,}5$.

При этом энергии связи последнего нейтрона в ядрах с 21, 29, 51, 83 и 127 нейтронами получаются в прекрасном согласии с опытом. Для 17 ядер максимальное отклонение 0,46 MeV, среднее отклонение 0,01 MeV и дисперсия

$$\sqrt{\overline{\Delta E^2}} = 0{,}25 \text{ MeV}$$

В табл. 1 приведены энергии связи этих 17 ядер, а также ядра Ge^{73}, у которого начинается заполнение оболочки $1\,g_{9/2}$.

Таблица 2

Энергия связи нейтрона, спины и четности основных состояний ядер с 9, 15 и 17 нейтронами

Ядро	Состояние		Состояние	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.
O^{17}	$1d_{5/2}$	$5/2^+$	5,65	4,14
Mg^{27}	$2s$	$1/2^+$	8,70	6,44
Si^{29}	$2s$	$1/2^+$	11,13	8,46
Si^{31}	$1d_{3/2}$	$3/2^+$	8,80	6,59
S^{33}	$1d_{3/2}$	$3/2^+$	11,2	8,65

В табл. 2 приведены энергии связи легких ядер, которые при тех же параметрах значительно более отличаются от опытных. Впрочем, лишь O^{17} имеет действительно замкнутую оболочку + 1 нейтрон; ядра же Si^{29} и др. с 15 и 17 нейтронами получаются из малодостоверных подоболочек + + 1 нейтрон. Так как состояния $2s$ и $1d_{5/2}$ близки к $1d_{5/2}$, то здесь может и не образовываться строго самосогласованного поля, в особенности, если крайний случай (j — j) связи не имеет места, а связь является промежуточной.

Ядро O^{16}, видимо, обладает индивидуальными особенностями, связанными с резко выраженной в легких ядрах корреляцией двух нейтронов и двух протонов. Кроме того, распределение заряда в ядре O^{16}, по-видимому, лучше согласуется с гауссовой кривой, чем с экспоненциальным убыванием. Поэтому для O^{17} и не следует ожидать очень хорошего согласия с экспериментом. Впрочем, если уменьшить радиус ядра на 3% или уменьшить несколько потенциал в центре, то согласие энергии основного состояния с экспериментальным значением может быть достигнуто.

Следует отметить, что рассматриваемый потенциал не только хорошо отображает энергии связи нейтронов по всей периодической системе, но и правильно передает изменение энергии связи нейтрона при присоединении двух, четырех или шести протонов. Это видно из табл. 3.

Изменение энергии связи передается правильно и при $Z = 15$ и 17. В отличие от основных состояний для возбужденных состояний согласие энергий связи получается значительно худшим (табл. 4).

Таблица 3

Зависимость энергии связи нейтрона от Z при постоянном N для ядер с замкнутой оболочкой

Z_1	Z_2	N	$\Delta E_{\text{теор.}}$	$\Delta E_{\text{эксп.}}$	Z_1	Z_2	N	$\Delta E_{\text{теор.}}$	$\Delta E_{\text{эксп.}}$
20	16	21	3,93	3,89	38	36	51	0,92	0,99
20	18	21	1,91	1,77	60	54	83	1,69	1,66
26	20	29	3,88	4,16	60	56	83	1,12	1,34
26	22	29	2,56	2,96	60	58	83	0,54	0,66
26	24	29	1,26	1,37	84	82	127	0,40	0,61
42	36	51	2,75	2,32	14	12	15	2,43	2,02
40	36	51	1,83	1,63	16	14	17	2,4	2,06

Для ядра O^{17} энергия связи возбужденного состояния $2s$ даже лучше согласуется с опытом, чем для основного состояния, что, по-видимому, связано с меньшей чувствительностью s-состояния к форме потенциала. На примере Ca^{41} видно хорошее согласие спинорбитального расщепления с опытом ($\Delta E_{\text{эксп}} = 2{,}0$, $\Delta E_{\text{теор}} = 1{,}95$).

Таблица 4

Энергии связи нейтрона для возбужденных одночастичных уровней

Ядро	Состояние		Энергия связи		Ядро	Состояние		Энергия связи	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.		теор.	эксп.	теор.	эксп.
O^{17}	$1/2^+$	$1/2^+$	3,73	3,27	Zn^{69}	$9/2^+$	$9/2^+$	5,84	6,06
O^{17}	$3/2^+$	$3/2^+$	−0,4	−0,9	Zn^{71}	$9/2^+$	$9/2^+$	5,75	5,47
Ca^{41}	$3/2^-$	$3/2^-$	5,35	6,42	Pd^{109}	$11/2^-$	$11/2^-$	5,55	5,99
Ca^{41}	$1/2^-$	$1/2^-$	3,4	4,42	Cd^{111}	$11/2^-$	$11/2^-$	6,4	6,94
Cr^{53}	$1/2^-$	$1/2^-$	6,21	7,36	Cd^{113}	$11/2^-$	$11/2^-$	6,46	6,06

Существенный интерес представляют ядра, в которых начинается заполнение состояний $1g_{9/2}$ и $1h_{11/2}$. Такие ядра могут представлять интерес только в том случае, когда нейтрон присоединяется к остову, образующему самосогласованное поле. Поскольку 38 нейтронов соответствуют замкнутым подоболочкам $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$, то ядро Zn^{69} имеет самосогласованное поле остова. Согласие с теорией здесь получается превосходным. Ядра Zn^{71} и Ge^{73} имеют самосогласованный остов лишь в том случае, когда 39 и 40 нейтрон находятся в состоянии $2p_{1/2}$, однако не исключе-

но, что эти две частицы находятся в состоянии $1g_{9/2}$, и тогда поле не является самосогласованным. Вопрос остается открытым. Однако и в этом случае изменение энергии связи передается правильно.

Заполнение состояния $1h_{11/2}$ происходит парами. Поэтому точно решить вопрос о том, для какого ядра состояние $1h_{11/2}$ еще пусто, трудно.

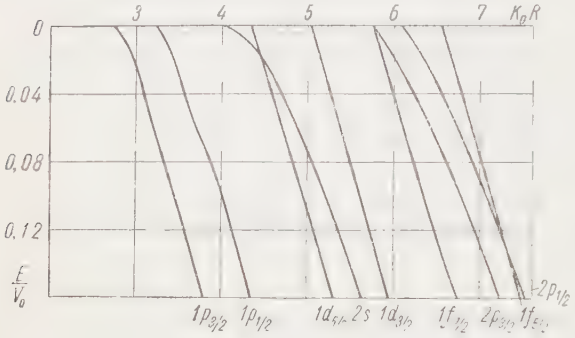


Рис. 1. Зависимость энергий связи от радиуса ядра для уровней с различными l и j. Параметры потенциальной ямы: $V_0 = \frac{\hbar^2}{2ma^2} = 50$ MeV; $K_0R = 1{,}92A^{1/3}$; $\varkappa = \frac{0{,}66}{\varkappa_0^2}$; $A > 50$

Впрочем, известно, что спины 5/2 и 7/2 не встречаются для ядер с $N > 64$. Поэтому можно думать, что для 64 нейтронов состояние $1h_{11/2}$ свободно, а $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ полностью заняты. Тогда для Cd^{113} равновесие является законным и, как видно, согласие получается удовлетворительным. Ядра Pd^{109} и Cd^{111}, безусловно, не имеют замкнутой оболочки + + один нейтрон. Однако ввиду большого различия состояний $1h_{11/2}$, $2d$ и $1g_{7/2}$, еще не заполненных в этих ядрах, остов Cd^{110} и Pd^{108} можно рассматривать как самосогласованное поле (только для уровней с противоположной четностью). Согласие получается удовлетворительным, особенно для изменения энергии связи от присоединения двух протонов. Мы видим, таким образом, что для состояний $1g_{9/2}$ и $1h_{11/2}$ также получается удовлетворительное согласие с опытом.

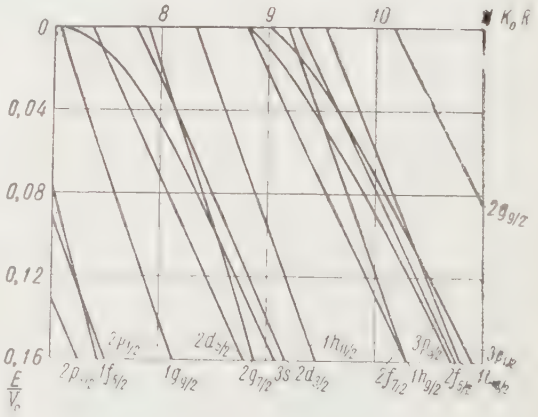


Рис. 2. Зависимость энергий связи от радиуса ядра для уровней с различными l и g. Параметры потенциальной ямы:

$$V_0 = \frac{\hbar^2}{2ma^2} = 50\,\text{MeV};$$

$$K_0R = 1{,}92A^{1/3};\ \varkappa = \frac{0{,}66}{\varkappa_0^2};$$

$$A > 50$$

Представляло бы большой интерес исследовать состояния $1g_{7/2}$ у ядер Sr^{89}, Zr^{91} и Mo^{93} и состояния $1h_{11/2}$ у ядер Ba^{139}, Ce^{141} и Nd^{143}. К сожалению, данные по возбужденным состояниям этих ядер недостаточны.

Наиболее важным вопросом является применимость предложенной модели к ядрам с нечетным протоном. Прежде всего необходимо проверить тождество нейтронного и протонного потенциалов в легких ядрах, где для остова $N = Z$.

Для этого достаточно выяснить, правильно ли получается разность энергий зеркальных ядер. O^{17}, F^{17} и Ca^{41}, Sc^{41}, если добавить к ядерному

потенциалу кулоновский. Принимая данные Хофштадтера для распределения заряда в O^{16} и Ca^{40}, можно вычислить энергию связи протона. При этом оказывается, что разность энергий медленно меняется с изменением энергии уровня, из-за чего плохое согласие энергии O^{17} с опытными данными почти не сказывается на кулоновской энергии. Разность энергий в основных состояниях O^{17} и F^{17} получается равной 3,51 MeV (опытная — 3,55), а для первого возбужденного состояния $2s$ 3,04 MeV (опытная — 3,22 MeV). Мы видим, что меньшая кулоновская энергия для возбужденного состояния объясняется поведением волновой функции состояний $2\,s$ и $1\,d_{5/2}$. Возможно, что некоторое изменение формы потенциала сделало бы согласие еще лучшим.

Таблица 5

Зависимость $N_{\max}$ от Z

Z	$N_{\max}$	$A_{\max}$	Z	$N_{\max}$	$A_{\max}$
8	16	24	26	58	84
10	20	30	28	70	98
12	32	44	30	70	100
14	34	48	32	70	102
18	40	58	34	82	116
20	40	60			
22	52	74			
24	58	82			

Для Ca^{41} и Sc^{41} разность энергий основных состояний получается равной 7,1 MeV (опытная — 6,75 MeV). Отклонение порядка 5% может быть связано с неправильным учетом кулоновского поля. Кроме того, небольшие изменения ширины области размытости ядерного потенциала сильнее сказываются на нечетном протоне, чем на нечетном нейтроне (ввиду более быстрого затухания протонной функции). В целом можно сказать, что из зеркальных ядер следует, что при $N = Z$ $V_n = V_p$.

Из более тяжелых ядер пока были исследованы с потенциалом (5) лишь Sc^{49}, Bi^{209} и Sb^{121}. Для Sc^{49} результаты расчета, в общем, мало удовлетворительны. Расчетное значение энергии связи протона равно 8,6 MeV и отличается от опытного на 0,8 MeV. Однако подстановка одинаковых потенциалов для протона и нейтрона привела бы к энергии связи в 2,5 MeV (вместо 8,6).

Для Bi^{209} расчет дает $E = 3{,}3$ MeV (опыт — 3,78 MeV). Однако эта энергия очень чувствительна к параметру $1/a$ и его уменьшение на 6% ведет к уменьшению энергии связи на 0,5 MeV, мало меняя энергию Pb^{209}. Во всяком случае, если бы для Pb^{209} взять тот же потенциал, что и для Bi^{209}, то энергия связи отличалась бы от опытной на 6 MeV. Итак, несмотря на недостаточность материала, можно сказать, что формула (5) лучше согласуется с опытом, чем $V_p = V_n$.

Наконец, для Sb^{121} расхождение получается большим. При теоретическом значении 3,5 MeV экспериментальное равно 5,7 MeV. Хотя $Z = 50$ и соответствует замкнутой оболочке, квадрупольные моменты Sb^{121} и Sb^{123} столь велики, что одночастичное истолкование основных состояний этих ядер представляется сомнительным.

III. Нейтронная устойчивость ядер

Зная зависимость потенциала от $N - Z$, легко вычислить энергии связи нейтронов в ядрах с замкнутой нейтронной оболочкой + 1 нейтрон в зависимости от Z. При некотором значении Z энергия связи нейтрона становится равной нулю.

Можно показать из анализа кривых для зависимости энергии связи нейтрона от радиуса ядра, что для малых энергий связи границы между оболочками будут лежать при других числах нейтронов. Это следует из величины расстояния между уровнями.

На рис. 1 и 2 показана зависимость энергии уровня от радиуса ядра при $N = Z$. Как видно при $E \sim 0$ оболочки должны замыкаться при $N = 20$, 40, 52, 82 и 126.

Максимальные N как функция Z, найденные в предположении $V_2/V_1=3{,}4$, приведены в табл. 5.

Из табл. 5 видно, что для всех атомных весов минимальное $Z \approx 0{,}3$ A. Для тяжелых ядер статистическая деформация не позволяет произвести подобные расчеты.

Институт атомной энергии
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Немировский П. Э., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 746 (1957).
2. Green A. E. S., Sood P. C., Phys. Rev., **111**, 1147 (1958).
3. Слив Л. А., Волчек Б. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, 539 (1959).
4. Немировский П. Э., Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, 889 (1959).
5. Woods K., Saxon D., Phys. Rev., 95, 577 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. К. ПЕКЕР

ОБ «ОТТАЛКИВАНИИ» УРОВНЕЙ С ОДИНАКОВЫМИ СПИНАМИ И ЧЕТНОСТЯМИ

Известно [1], что в ядрах должно иметь место «взаимодействие»* уровней с одинаковым спином и четностью, приводящее к их «отталкиванию». Характер этого взаимодействия существенно зависит от природы уровней. До сих пор эффект «отталкивания» наблюдался в двух различных группах уровней.

Керман [2] обратил внимание на то, что в ядрах с нечетным A вследствие связи вращения ядра с движением отдельных нуклонов (типа кориолисовых сил) должны взаимодействовать уровни с одинаковым спином, относящиеся к двум ротационным полосам, основанным на одночастичных уровнях с моментами K и $K-1$. Этот эффект обнаружен в спектре

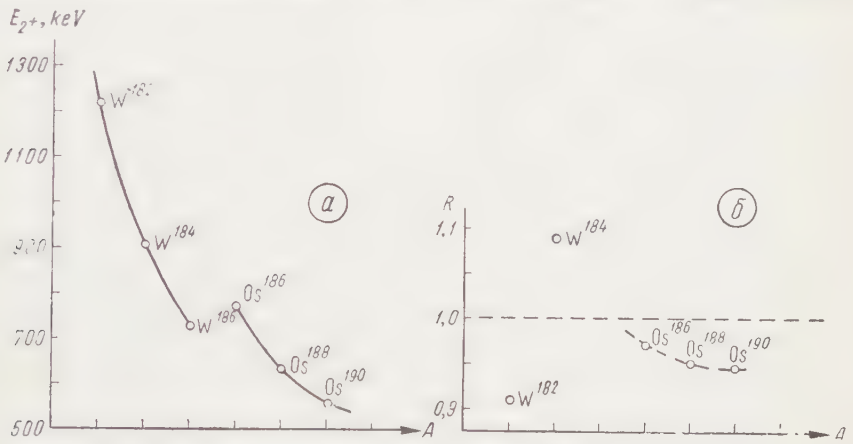


Рис. 1. *а* — Энергия γ-вибрационных уровней 2^+ в четно-четных изотопах W и Os. *б* — Отношение моментов инерции $R=J_{2^+}/J_{0^+}$ γ-вибрационных уровней 2^+ (J_{2^+}) и основного состояния (J_{0^+})

уровней W^{183} [2] и, возможно, в Ta^{181}, Ho^{165} и др. Гуревич, Невзиер [3] и Юз [4] наблюдали эффект «отталкивания» уровней, возникающих при реакциях ядер с медленными нейтронами в области энергий возбуждения $8 \div 9$ MeV.

В настоящей заметке мы хотим обратить внимание на случай взаимного отталкивания уровней другого типа (уровней с одинаковым спином и четностью).

Рассмотрим свойства двух уровней типа 2^+ (которые обычно интерпретируются как γ-вибрационные) в четных изотопах $_{74}W$ и $_{76}Os$.

На рис. 1 приведены данные об энергиях и моментах инерции этих уровней [5].

---

* В дальнейшем при употреблении этого слова кавычки будут опущены.

На рис. 1, *а* точка, соответствующая W^{184}, лежит на гладкой кривой, аналогичной кривой для изотопов Os. На рис. 1, *б* эта точка резко выпадает (для W^{184} $R > 1$). Это означает, что в W^{184} интервал между уровнями с $I = 2^+$ и $I = 3^+$ (в обоих случаях $K = 2^+$) неожиданно мал.

Такое уменьшение интервала можно понять, если предположить, что несколько ниже γ вибрационного уровня 2^+ есть еще один уровень 2^+ (рис. 2) и имеет место их отталкивание. В связи с предположением о существовании двух уровней 2^+ с энергиями 904 keV ($K = 2^+$) и ~ 900 keV рассмотрим экспериментальные данные о распаде Re^{184} на уровни W^{184} [6]. Среди нескольких слабых γ-переходов, которые не могли быть помещены в предложенную в работе [6] схему, есть переход с энергией 788 keV. Так как, согласно [6], полная энергия распада Re^{184} ~ 1300 keV, из энергетических соображений следует, что γ-переход 788 keV может идти только на один из трех уровней нижней ротационной полосы 0 (0^+), 111 (2^+) или 364 keV (4^+), и, следовательно, в W^{184} должен существовать один из уровней: 788, 899 или 1152 keV.

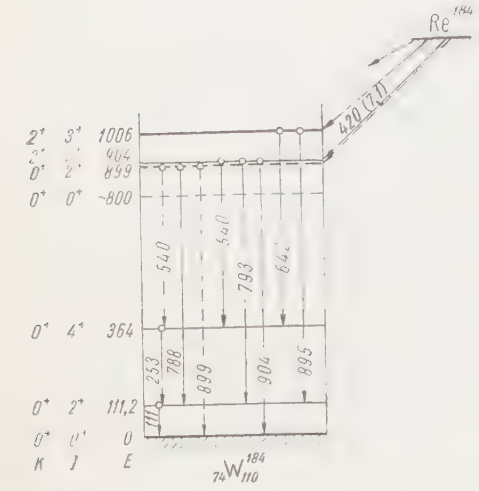


Рис. 2. Схема уровней W^{184}. Введенный нами уровень 2^+ обозначен жирным штрихом. Предполагаемый β-вибрационный уровень $K = 0^+$, $I = 0^+$ обозначен штрихом

Существование уровней 788 и 1152 keV сомнительно, ибо не обнаружены γ-переходы на другие уровни нижней ротационной полосы, которые могли бы конкурировать с γ-переходом 788 keV.

Более вероятно, что существует уровень 899 keV, типа 2^+. Малая интенсивность γ-линии 788 keV свидетельствует о том, что уровень 899 keV мало заселяется при распаде Re^{184}. В этом случае слабый прямой γ-переход 899 keV может быть замаскирован интенсивными γ-линиями 895 и 904 keV. Небольшая доля наблюдаемых γ-квантов с энергией ~ 540 keV может соответствовать переходу с уровня 899 keV на уровень 364 keV (4^+).

Если предлагаемая интерпретация γ-линии 788 keV правильна, то уровень 899 keV 2^+ является первым ротационным уровнем полосы, основанной на β-вибрационном уровне W^{184} ~ 800 keV ($K = 0^+$; $I = 0^+$). До сих пор β-вибрационные уровни в четных ядрах $_{74}W$ и $_{76}Os$ не наблюдались.

Уровень 899 keV 2^+ почти вплотную примыкает к γ-вибрационному уровню 904 keV 2^+ (интервал между ними ~ 5 keV).

Эффект «отталкивания», обратно пропорциональный интервалу между уровнями 2^+, может заметно сократить интервал между уровнями $I = 2^+$ и 3^+ ($K = 2^+$) и, следовательно, привести к тому, что в W^{184} $R > 1$.

Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место в Pu^{238}, где для γ-вибрационного уровня 2^+ 1030 keV $R > 1$, а несколько ниже его расположен β-вибрационный уровень 988 keV: $K = 0^+$; $I = 2^+$ [7, 8]. В других ядрах, в которых известны β- и γ-вибрационные уровни, интервалы между ними сравнительно велики (у $_{62}Sm^{152}$ — 277; $_{64}Gd^{154}$ — 193; $_{64}Gd^{156}$ — 344 keV [5]); их «отталкивание» значительно слабее, и неравенство $R > 1$ не выполняется.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Ландау Л. Б., Смородинский Я. А., Лекции по теории атомного ядра, стр. 93.— Гостехиздат, М., 1955.
2. Kerman A. K., Dan. Mat. fys. Medd., **30**, *15* (1956).
3. Гуревич И. И., Певзнер М. П., Nucl. Phys., **2**, 575 (1956).
4. Hughes D., Цитировано в Nucl. Phys., **2**, 575 (1956).
5. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Возбужденные состояния деформированных ядер.— Изд. ОИЯИ, 1959.
6. Gallagher C. M., Strominger D., Unik J. P., Phys. Rev., **111**, 725 (1958).
7. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
8. Strominger D., Hollander J., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., **30**, *213* (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. К. ПЕКЕР

О РАВНОВЕСНОЙ ФОРМЕ ЯДЕР С НЕЧЕТНЫМ A В ОБЛАСТИ $A = 213 \div 221$

В настоящей заметке обсуждается вопрос о характере равновесной формы ядер с нечетным A в области $A = 213 \div 221$*. Несмотря на то, что четно-четные ядра в этой области сферические (на это указывает структура их возбужденных уровней), ответ на вопрос о равновесной форме нечетных ядер не является тривиальным, так как наличие нечетного нуклона может, в принципе, нарушить в ту или иную сторону равновесие между силами, способствующими сохранению сферической равновесной формы, и силами, растягивающими ядро. Возможность подобного эффекта недавно обсуждалась [1] для ядер с $A = 103 \div 109$.

Известно, что четно-четные ядра $_{44}$Ru, $_{46}$Pd и $_{48}$Cd — круглые, а нечетные ядра Rh^{103}, Ag^{107}, Ag^{109} обнаруживают некоторые свойства несферических ядер [1]. Вероятно, этот же эффект приводит к тому, что спины большинства нечетно-нечетных ядер, согласно Мошковскому и Галлахеру, лучше соответствуют предположению о некоторой деформации таких ядер, чем предположению об их строгой сферичности [2].

Свойства нечетных ядер в области $A = 213 \div 221$ изучены очень плохо. За несколькими исключениями почти ничего неизвестно о спектрах возбужденных уровней, о квантовых характеристиках основных и возбужденных состояний, о вероятностях и мультипольностях β- и γ-переходов [3, 4].

Оказывается, некоторые заключения о равновесной форме рассматриваемых ядер могут быть сделаны на основании данных о вероятностях α-распада.

Ранее предполагалось, что увеличение параметра деформации ядра ведет к значительному понижению кулоновского барьера, и, следовательно, к быстрому и значительному увеличению его проницаемости (в десятки раз) [5, 6]. Однако сопоставление вероятностей α-распада различных четно-четных ядер (с $A \geqslant 216$), показало, что зависимость вероятности прохождения α-частиц через барьер от параметра деформации ядра практически незаметна. Более точные подсчеты подтвердили этот опытный факт. Оказалось, что переход от ядер с $\beta = 0$ к ядрам с $\beta = 0{,}2$ ведет к увеличению вероятности α-распада всего в ~ 3 раза [7]. Точность существующей теории α-распада недостаточна для анализа такой слабой зависимости.

Таким образом, можно констатировать, что в настоящее время из данных о вероятности прохождения α-частиц через барьер нельзя делать заключение о равновесной форме ядер в основных состояниях.

Рассмотрим процесс образования α-частицы. Вероятность образования α-частицы полностью определяется квантовыми характеристиками состояний нуклонов, из которых она формируется. Чем ближе эти квантовые характеристики, тем больше перекрытие волновых функций нуклонов, тем сильнее их взаимодействие, и, следовательно, вероятность образо-

* Нечетные ядра с $A = 209 \div 211$ — сферические, ибо сверх заполненных оболочек имеют всего 1—3 нуклона.

вания из них α-частиц. Она максимальна, когда однотипные нуклоны отличаются только знаком Ω (проекции полного углового момента на некоторую ось). Соответствующий α-переход называется разрешенным и для него $F = \frac{T_{\text{эксп}}}{T_{\text{теор}}} \approx 1$ [8]. Легко видеть, что такой переход может иметь место только между двумя состояниями, характеризующимися одинаковыми квантовыми числами.

Нечетные деформированные ядра характеризуются квантовыми числами N, n_z, Λ, Σ, Ω [9]. Поскольку на каждом уровне (с данным Ω) может находиться не больше двух нуклонов, вообще говоря, должно существовать только одно нечетное значение N (число нейтронов) или Z, характеризующееся данным набором квантовых чисел. Так как при α-распаде нечетное число N или Z меняется на две единицы, в деформированных ядрах вообще не должно существовать разрешенных α-переходов на основные состояния. В действительности, однако, изредка встречаются случаи, когда в материнском и дочернем ядре нечетные нуклоны находятся на одном и том же одночастичном уровне, и, следовательно, возможен прямой разрешенный α-переход. В области $A = 223 \div 253$ такие условия осуществляются только в двух случаях:

$$_{92}U^{233}_{141} \xrightarrow{\alpha} {}_{90}Th^{229}_{139};\ {}_{99}Es^{253}_{154} \xrightarrow{\alpha} {}_{97}Bk^{249}_{152}.$$

В то же время в области $A = 213 \div 221$ по меньшей мере в 9 случаях имеют место прямые разрешенные переходы с $F \approx 1$ (табл. 1)[10].

Таблица 1

Разрешеные α-переходы на основные состояния

Переход	F	Переход	F
Сферические ядра			
$_{84}Po^{213}_{129} \to {}_{82}Pb^{209}_{127}$	2*	$_{85}At^{215}_{130} \to {}_{83}Bi^{211}_{128}$	3,7*
$_{84}Po^{215}_{131} \to {}_{82}Pb^{211}_{129}$	1,2	$_{85}At^{217}_{132} \to {}_{83}Bi^{213}_{130}$	0,60
$_{86}Rn^{217}_{131} \to {}_{84}Po^{213}_{129}$	4,5*	$_{85}At^{219}_{134} \to {}_{83}Bi^{215}_{132}$	1,9
$_{86}Rn^{219}_{133} \to {}_{84}Po^{215}_{131}$	~10**	$_{87}Fr^{219}_{132} \to {}_{85}At^{215}_{130}$	1,2
		$_{87}Fr^{221}_{134} \to {}_{85}At^{217}_{132}$	3,3**
Деформированные ядра			
$_{92}U^{233}_{141} \to {}_{90}Th^{229}_{139}$	1,2**	$_{99}Es^{253}_{154} \to {}_{97}Bk^{249}_{152}$	1,5**

* В дочернем ядре известно положение нижних уровней. Предположено, что поскольку энергия этих уровней велика, вероятность α-перехода на них мала по сравнению с вероятностью α-перехода на основное состояние.

** Есть прямые экспериментальные данные об α-переходе на основное состояние.

Такое большое число разрешенных прямых α-переходов свидетельствует о том, что, по-видимому, ядра с $A = 213 \div 221$ имеют сферическую равновесную форму. Действительно, в сферических ядрах состояние нечетного нуклона характеризуется только квантовым числом j (полным угловым моментом). На одном уровне могут быть $2j + 1$ нуклонов, и, следовательно, могут существовать до $\frac{2j+1}{2}$ различных ядер с нечетным значением N или Z и с данным j.

Представляют интерес прямые α-переходы, сопровождающиеся изменением равновесной формы (табл. 2). Малые значения F для прямых α-переходов в $_{89}Ac^{225}$ и, возможно, в $_{89}Ac^{223}$ подтверждают вывод о том, что проницаемость кулоновского барьера слабо зависит от величины параметра деформации.

Таблица 2

α-Переходы, сопровождающиеся изменением равновесной формы

Переход	F	Переход	F
$_{88}Ra^{223}_{135} \rightarrow {}_{86}Rn^{219}_{133}$	Велико**	$_{89}Ac^{225}_{136} \rightarrow {}_{87}Fr^{221}_{134}$	~7*
$_{89}Ac^{223}_{134} \rightarrow {}_{87}Fr^{219}_{132}$	3,1		

* См. табл. 1.
** См. табл. 1.

Кроме того, они свидетельствуют о том, что в деформированных ядрах $_{89}Ac^{225}$ и $_{89}Ac^{223}$ 89-й протон находится на уровне $5/2^-$ [2, 3, 5], являющемся одним из подуровней уровня $h_{9/2}$, ибо 87-й протон в сферических ядрах $_{87}Fr^{219}$ и $_{87}Fr^{221}$ находится на уровне $h_{9/2}$ (или $f_{7/2}$).

Как видно из табл. 2, прямой α-переход $_{88}Ra^{223}_{135} \rightarrow {}_{86}Rn^{219}_{133}$ сильно запрещен (F — велико). Такой характер α-перехода согласуется с данными о состояниях 135-го и 133-го нейтронов. Из анализа распада Th^{227} и Fr^{223} следует, что основное состояние деформированного ядра $_{88}Ra^{223}_{135}$ ($N = 135$) вероятнее всего $3/2^-$ [1, 6, 7]. 133-й нейтрон в сферическом ядре — продукте $_{86}Rn^{219}_{133}$ должен находиться на уровне $g_{9/2}$, $g_{7/2}$ или $d_{5/2}$. α-переход между состояниями $3/2^- \rightarrow (^9/_2, {}^7/_2, {}^5/_2)^+$ должен быть сильно замедлен.

Автор благодарен Л. А. Сливу за обсуждение работы.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).
2. Gallagher C. J., Moszkowski S. A., Phys. Rev., **111**, 1282 (1958).
3. Strominger D., Hollander J., Seaborg G., Rev., Mod. Phys., **30**, *2B* (1958).
4. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
5. Hill D., Wheeler J., Phys. Rev., **89**, 1102 (1953).
6. Слив Л. А., Пекер Л. К., Докл. АН СССР, **99**, 727 (1954).
7. Fröman P. O., Mat. Fys. Skr., Dan. Vid. Selsk., **1**, *3* (1957).
8. Bohr A., Fröman P. O., Mottelson B. R., Dan. Mat.-fys. Medd., **29**, *10* (1955).
9. Nilsson S. G., Dan Mat.-fys. Medd., **29**, *16* (1955).
10. Perlman I., Rasmussen J., Alpha-radioactivity. — Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin, 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. Г. БЕРКОВСКИЙ, И. Я. БРЕЙДО, О. С. КОРОЛЬКОВА
и Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

Разработаны два новых типа фотоэлектронных умножителей для применения в сцинтилляционных спектрометрах.

ФЭУ-35 имеет диаметр катода 25 мм, наибольший диаметр 34 мм и длину 108 мм. Умножитель не имеет боковых выводов. Цоколь — 10-штырьковый с ключом.

Для улучшения электронно-оптических свойств входа был применен фокусирующий цилиндр со скошенным торцом (рис. 1). Такой цилиндр позволяет лучше сочетать аксиально-симметричный вход умножителя с неизбежно несимметричным первым каскадом умножительной системы. Новая система входа обеспечивает хорошее энергетическое разрешение при типовом делителе напряжения и равномерном распределении напряжения между всеми каскадами, за исключением промежутка катод — первый эмиттер, на который подается удвоенное каскадное напряжение.

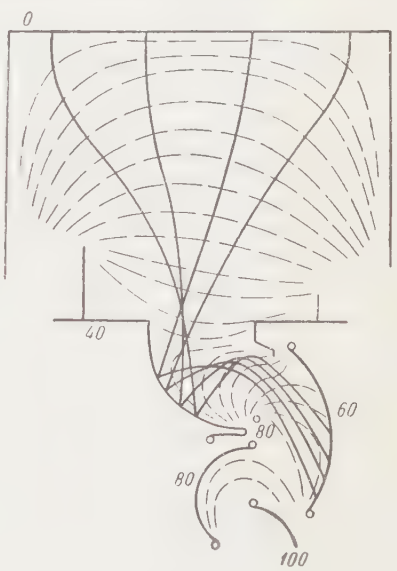


Рис. 1. Электронно-оптический вход ФЭУ-35

Распределение партии умножителей ФЭУ-35 (600 шт.) по величине амплитудного разрешения, измеренного с кристаллом NaJ (Tl) ϕ 20 мм и Cs^{137}, приведено на рис. 2. На рис. 3 показано распределение той же партии ФЭУ по величине энергетического эквивалента шумов, измеренного на уровне 50 имп $сек^{-1}$. Средние усиление и чувствительность умножителей, а также темновой ток в зависимости от напряжения питания показаны на рис. 4.

Линейная зависимость амплитуды выходного импульса от энергии γ-квантов сохраняется до амплитуды порядка 10 V на сопротивлении 50 kΩ и емкости 10 pF.

Умножитель ФЭУ-35 обладает большим сопротивлением между всеми электродами (в среднем 10^{11} Ω и не меньше 10^{8} Ω), что делает этот умножитель особо пригодным для применения его в портативной переносной аппаратуре.

Порог чувствительности умножителей, измеренный при ширине полосы резонансного усилителя 20 Hz и резонансной частоте 80 Hz, составляет в среднем $(6 \div 8) \cdot 10^{-12}$ lm.

Второй умножитель, предназначенный для γ-спектрометрии, имеет диаметр катода 38 мм, наибольший ϕ 48 мм и длину 190 мм. Так же, как и у ФЭУ-35, у него нет боковых выводов.

Аналогичное описанному усовершенствование входной электронно-оптической линзы обеспечивает хорошее амплитудное разрешение (7,5÷÷10%) при равномерном распределении напряжения между электродами.

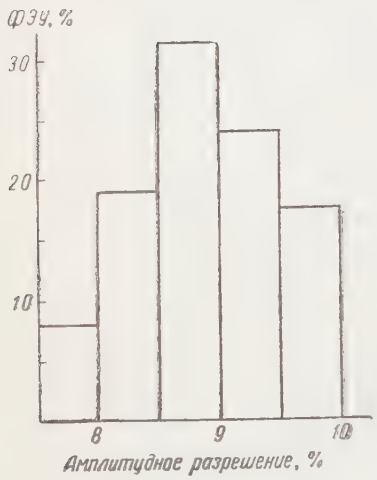


Рис. 2

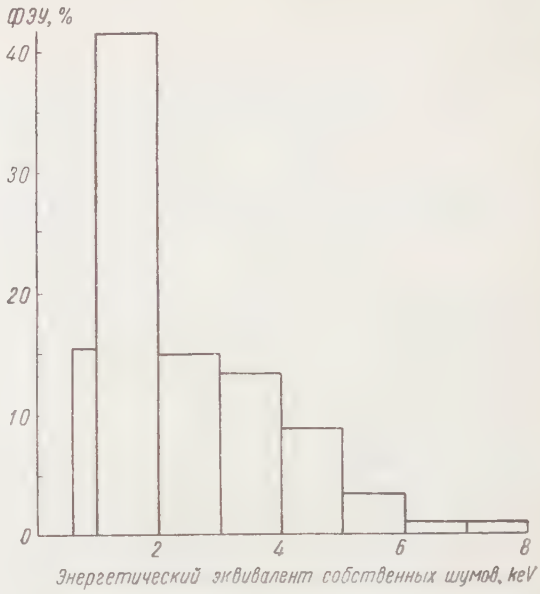


Рис. 3

Рис. 2. Распределение партии (600 шт.) ФЭУ-35 по амплитудному разрешению

Рис. 3. Распределение партии ФЭУ-35 по энергетическому эквиваленту собственных шумов

Умножитель отличается низким уровнем шумов: 1÷2 keV на уровне 50 имп $сек^{-1}$.

Для испытания стабильности фотоэлектронных умножителей в условиях, возможно более близких к условиям эксплуатации, была разработана специальная установка, позволяющая регистрировать изменение во времени уровня фотопика от Cs^{137} с кристаллом NaJ(Tl). Главной частью установки является одноканальный анализатор с «качающимся» каналом. Выход анализатора связан со следящей системой, которая управляет напряжением первого (главного) дискриминатора $U_д$ таким образом, что $U_д$ следует за амплитудой сигнала. Следящая система состоит из двух затворных каскадов (электронных клапанов), открывающихся синхронно с качаниями канала и поочередно пропускающих импульсные «пакеты» на интегрирующие цепочки. Выходные напряжения цепочек взаимно вычитаются и, если качание канала симметрично относительно пика, результирующий сигнал равен нулю. Если пик смещается, например, вследствие нестабильности ФЭУ, то вырабатывается сигнал ошибки, который поступает на сетку лампового регулятора $U_д$ и устанавливает последнее на уровень фотопика (авторегулирование на нулевой сигнал ошибки). При помощи мостовой схемы выделяется относительное приращение $\Delta U_д/U_д$, которое и регистрируется записывающим прибором. Лента последнего градуируется в процентах ($\Delta U_д/U_д \cdot 100$) на одно деление.

Для удобства различения записей уровня фотопика у нескольких ФЭУ установка снабжена устройством, позволяющим смещать нулевые линии и распределять их по ширине ленты.

На рис. 5 приведена фотография ленты самописца с результатом записи положения фотопика четырех умножителей ФЭУ-29, испытывавшихся в течение 5 час (кривые *1—4*). Кривая *5* — контрольная позиция. Цена

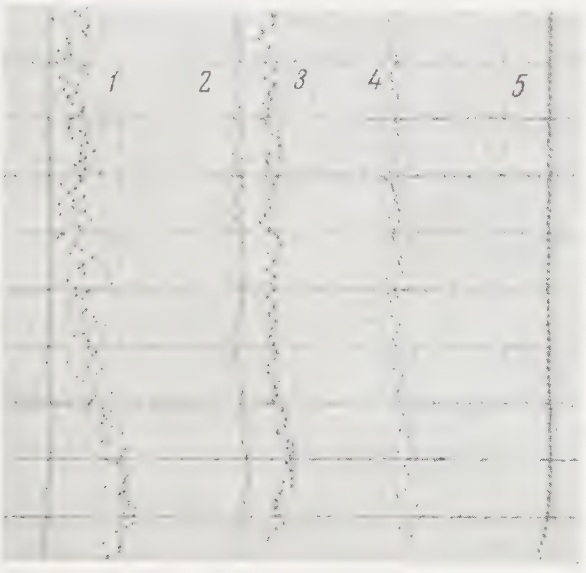


Рис. 5. Запись стабильности амплитуды фотопика от Cs^{137} с кристаллом NaJ (Tl) четырех умножителей ФЭУ-29 (*1—4*). *5* — контрольная позиция

одного деления по горизонтали составляет 0,4% от амплитуды импульса; цена одного деления по вертикали — 30 мин. При таком методе записи можно наблюдать двоякого рода нестабильность фотопика: 1) непрерывный дрейф во времени средней величины амплитуды фотопика (кривая *1* и *2*) колебания величины амплитуды вокруг некоторой средней величины (кривые *1—4*). Дрейф средней величины, по-видимому, обусловлен процессами внутри самого умножителя, связанными с изменением структуры эмиттирующего слоя.

У некоторых умножителей дрейф полностью отсутствует (кривые *2*, *4*), у других наблюдается в течение ограниченного времени (время установления), которое также может быть различным и, как правило, бывает тем больше, чем дольше находился умножитель в нерабочем состоянии.

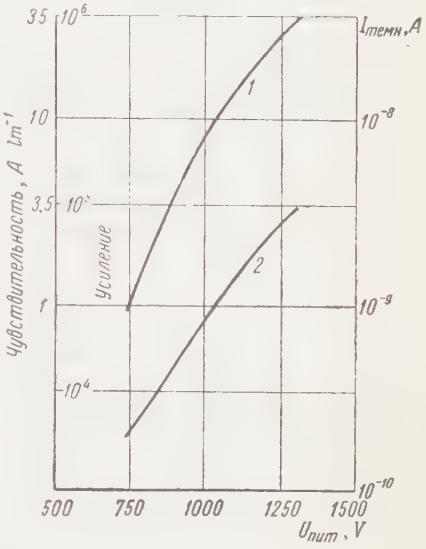


Рис. 4. Зависимость анодной чувствительности и усиления (*1*) и темнового тока (*2*) от напряжения питания ФЭУ-35

Колебания величины амплитуды импульса, выражающиеся разбросом точек соответствующих линий записи, присущи всем умножителям и меняются от образца к образцу в пределах примерно от 0,3% (кривая *2*) до 1% (кривая *1*). Эти колебания являются, по-видимому, результатом наличия низкочастотной составляющей статистического разброса амплитуды выходного импульса.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. И. ХАРИТОНОВ

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ЯДЕР Tl^{206} и Bi^{210}

Введение

Данная работа представляет собой попытку расчета энергетических уровней нечетно-нечетных ядер Tl^{206} и Bi^{210}. Конфигурации этих ядер отличаются от конфигурации ядра Pb^{208}, у которого заполнены как нейтронная, так и протонная оболочки, наличием сверх заполненных оболочек двух дырок или двух нуклонов. Для расчета использовались волновые функции соседних ядер с одним нуклоном или с одной дыркой сверх заполненных оболочек. Радиальные части волновых функций и энергий соответствующих уровней были вычислены для диффузионного потенциала в работе [1].

1. Расчет энергетических уровней ядра Tl^{206}

В ядре ${}_{81}Tl^{206}_{125}$ имеются одна нейтронная и одна протонная дырки. Для расчета энергетических уровней ядра Tl^{206} использовались одночастичные волновые функции нейтронных уровней ядра Pb^{207}, относящиеся к основному состоянию $p_{1/2}$ и первому возбужденному уровню $f_{5/2}$ с энергией возбуждения 620 keV и протонных уровней ядра Tl^{207}, относящиеся к основному состоянию $s_{1/2}$ и первому возбужденному уровню $d_{3/2}$ с энергией возбуждения 350 keV. Этих одночастичных состояний вполне достаточно для построения схемы уровней ядра Tl^{206} до 1 MeV. В нулевом приближении при помощи этих данных можно составить следующие возможные конфигурации энергетических уровней ядра Tl^{206}, представленные в табл. 1

Таблица 1

Возможные конфигурации ядра Tl^{206}

Конфигурация $n-p$	Энергии мультиплета в нулевом приближении, keV	Спины и четности уровней мультиплета
$(p_{1/2}s_{1/2})$	0	0^-, 1^-
$(p_{1/2}d_{3/2})$	350	1^-, 2^-
$(f_{5/2}s_{1/2})$	620	2^-, 3^-
$(f_{5/2}d_{3/2})$	970	1^-, 2^-, 3^-, 4^-

Из табл. 1 видно, что первые три конфигурации содержат по два уровня, т. е. представляют собой дублеты. Конфигурация $(f_{5/2}d_{3/2})$ содержит четыре уровня. Дальнейшая задача состояла в нахождении сил, расщепляющих уровни, относящиеся к одной и той же конфигурации. Такими силами могут быть: 1) взаимодействие нуклонов (дырок), находящихся вне замкнутых оболочек, с поверхностью и 2) слабое парное взаимодействие нейтронной и протонной дырок, находящихся в разных оболочках. Целью дальнейших расчетов было определение параметров этих сил и построение теоретической схемы уровней ядра Tl^{206}.

Оператор взаимодействия нуклонов (дырок) с поверхностью был взят в виде [2]:

$$W_s = \sum_{i=1}^{2} \sum_{\mu} k(r_i)\, \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\vartheta_i, \varphi_i),$$

где $k(r_i)$ — константа взаимодействия, $\alpha_{2\mu}$ — оператор, действующий на фононную часть функции, $Y_{2\mu}$ — шаровая функция второго порядка, r_i, ϑ_i и φ_i — координаты i-ой частицы.

Такие силы независимо от выбора параметров не расщепляют дублетные уровни, а только смещают их как единое целое. Уровни же мультиплета $(j_1 j_2)$ при этом расщепляются, но ввиду того, что уровни этого мультиплета лежат высоко, в дальнейших расчетах мы ограничились лишь рассмотрением дублетных уровней. Смещение $\Delta_s E^0$ дублетных уровней за счет взаимодействия с поверхностью ядра зависит от величин E_i^0, $\hbar\omega$, C и K:

$$\Delta_s E_i^0 = \frac{K^2}{C} f(E_i^0, \hbar\omega),$$

где E_i^0 — энергия i-го дублета в нулевом приближении, $\hbar\omega$ — энергия первого вибрационного уровня, C — «жесткость» ядра,

$$K = \int R_i(j_1)\, k(r_i)\, R_i(j_2)\, d\tau_i,$$

R_i — радиальные части волновых функций i-ой частицы.

По данным, относящимся к ядрам с одной частицей или дыркой вне заполненных оболочек, интеграл K оценивается равным 40 MeV. Энергия $\hbar\omega$ первого вибрационного уровня и жесткость C ядра Tl^{206} неизвестны. Таким образом, смещение $\Delta_s E^0$ остается функцией двух неизвестных параметров $\hbar\omega$ и C. Это смещение было рассчитано для целого ряда значений $\hbar\omega$ и C, характерных для тяжелых ядер, конфигурации которых близки к конфигурации ядра Tl^{206}. Так, для ядра Pb^{206} жесткость C из опытов по кулоновскому возбуждению была определена равной 1400 MeV [3]. Проведенные расчеты показали, что относительные расстояния между дублетами не изменяются существенным образом при изменении C от 1000 до 1500 MeV и $\hbar\omega$ от 1 до 3 MeV.

Итак, в ядре Tl^{206} учет взаимодействия дырок с поверхностью ядра не только не расщепляет дублетные уровни, но и почти не изменяет их взаимного расстояния, вычисленного в нулевом приближении.

Учтем теперь слабое парное взаимодействие между нейтронной и протонной дырками. Так как конкретный вид сил вряд ли существен для величины расщепления дублетных уровней, то мы наш выбор остановили на гауссовом потенциале. Была учтена зависимость потенциала парного взаимодействия от спиновых переменных. Оператор парного взаимодействия $W_{\text{пр}}$ был взят в виде

$$W_{\text{пр}} = e^{-\frac{(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p)^2}{r_0^2}} \{V_s \pi_s + V_t \pi_t\},$$

где V_s — постоянная синглетного взаимодействия, V_t — постоянная триплетного взаимодействия, π_s — оператор синглетного проектирования, π_t — оператор триплетного проектирования.

Ввиду слабости парного взаимодействия дырок, находящихся в разных оболочках, расчет велся по теории возмущения. Диагональные матричные элементы оператора $W_{\text{пр}}$ после интегрирования выражаются через интегралы Слэтера F_i^k и постоянные V_s и V_t (табл. 2).

Предположим, что для каждого дублета уровень с бо́льшим спином лежит выше уровня с меньшим спином. При этом предположении для ве-

личин расщепления рассматриваемых дублетов получаются следующие выражения:

$$\Delta_1 = {}^1/_3 F_1^0 (V_s - V_t),$$
$$\Delta_1 = -{}^2/_{15} (F_2^0 + {}^4/_5 F_2^2)(V_s - V_t),$$
$$\Delta_3 = {}^3/_7 F_3^0 (V_s - V_t).$$

Интегралы Слэтера являются функциями параметра r_0, который характеризует радиус действия сил парного взаимодействия. Значение параметра r_0 было принято равным $1{,}85 \cdot 10^{-13}$ *см*, как обычно в нуклон-нуклонном рассеянии. Для данного значения r_0 интегралы Слэтера по-

Таблица 2

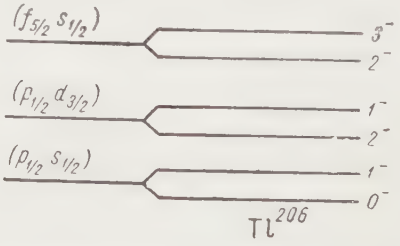
Диагональные матричные элементы оператора $W_{\text{пр}}$

Конфигурация	I	Элементы
$(p_{1/2}\, s_{1/2})$	0⁻	$F_1^0 V_t$
	1⁻	${}^1/_3 F_1^0 V_s + {}^2/_3 F_1^0 V_t$
$(p_{1/2}\, d_{3/2})$	1⁻	${}^1/_3 (F_2^0 + {}^1/_5 F_2^2) V_s + {}^1/_3 (2 F_2^0 - {}^1/_5 F_2^2) V_t$
	2⁻	${}^1/_5 (F_2^0 - {}^1/_5 F_2^2) V_s + {}^1/_5 (4 F_2^0 + {}^1/_5 F_2^2) V_t$
$(f_{5/2}\, s_{1/2})$	2⁻	$F_3^0 V_t$
	3⁻	${}^3/_7 F_3^0 V_s + {}^4/_7 F_3^0 V_t$

ложительны и равны $\sim 10^{-2}$. Отсюда, считая, что спин основного состояния ядра Tl^{206} равен нулю, можно сделать два важных вывода.

1. Разность $(V_s - V_t) > 0$.

2. Расщепленные уровни дублетов имеют такую последовательность спинов:



На основании экспериментальных данных по ядру Tl^{206} мы пытались определить постоянные V_s и V_t, чтобы полученные значения этих постоянных использовать для расчета энергетических уровней ядра Bi^{210}.

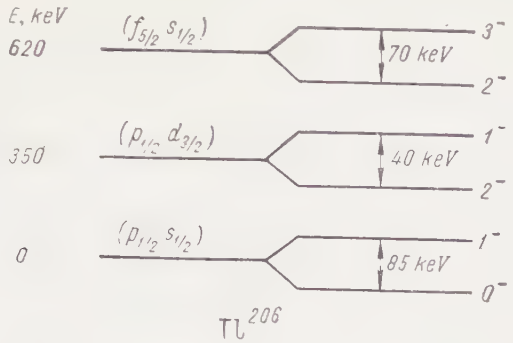
Как было показано в работе [4], в схеме уровней ядра Tl^{206} действительно имеются три дублета. Наиболее точно было измерено расщепление второго дублета, которое оказалось равным $\Delta_2 = (40 \pm 10)$ keV. Это позволяет оценить разность $(V_s - V_t)$ равной (12 ± 3) MeV. При этом расщепления двух других дублетов оказываются равными

$$\Delta_1 = (85 \pm 20) \text{ и } \Delta_3 = (70 \pm 15) \text{ keV}.$$

Такие величины находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями расщеплений этих дублетов.

Из табл. 2 видно, что разность между энергиями уровней $(f_{5/2} s_{1/2})_{I=2}$ и $(p_{1/2} s_{1/2})_{I=0}$ выражается через энергию нулевого приближения и постоянную триплетного взаимодействия V_t. Значение постоянной V_t очень чувствительно к небольшим изменениям энергии нулевого приближения, и для определения этой постоянной нужна бо́льшая точность, чем это сделано в работе [1].

Таким образом, на основании этих расчетов может быть предложена следующая схема энергетических уровней ядра Tl^{206}:



2. Расчет энергетических уровней ядра Bi^{210}

В ядре $_{83}Bi^{210}_{127}$ сверх заполненных оболочек имеются один нейтрон и один протон. Для расчета энергетических уровней ядра Bi^{210} использовались одночастичные волновые функции нейтронных уровней ядра Pb^{209}, относящиеся к основному состоянию $g_{9/2}$ и первому возбужденному уровню $i_{11/2}$ с энергией возбуждения 816 keV и протонных уровней ядра Bi^{209}, относящиеся к основному состоянию $h_{9/2}$ и первому возбужденному уровню $f_{7/2}$ с энергией возбуждения 877 keV. В нулевом приближении при помощи этих данных в пределах до 1 MeV можно составить следующие возможные конфигурации энергетических уровней ядра Bi^{210}, представленные в таблице 3.

Таблица 3

Возможные конфигурации ядра Bi^{210}

Конфигурация	Энергия мультиплета в нулевом приближении, keV	Спины и четности уровней мультиплета
$(g_{9/2}\, h_{9/2})$	0	$0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 8^-, 9^-$
$(i_{11/2}\, h_{9/2})$	816	$1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 8^-$
$(g_{9/2}\, f_{7/2})$	877	$1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 8^-, 9^-, 10^-$

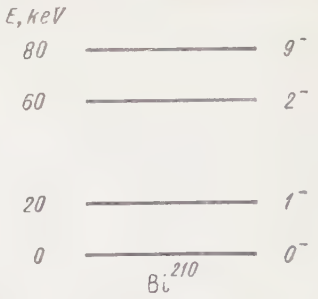
Весь дальнейший расчет аналогичен расчету, проведенному для ядра Tl^{206}, но, как видно из табл. 3, для ядра Bi^{210} положение более сложно. Существенным оказалось то, что учет взаимодействия нуклонов сверх заполненных оболочек с поверхностью ядра расщепляет уровни, принадлежащие отдельным мультиплетам. Но так как от взаимодействия нуклонов с поверхностью отдельные уровни смещаются вниз, а величина смещения по абсолютному значению не превышает 500 keV, то можно быть уверенным в том, что уровни мультиплетов $(i_{11/2}h_{9/2})$ и $(g_{9/2}f_{7/2})$, перемешиваясь между собой, не будут перемешиваться с уровнями, принадлежащими мультиплету основного состояния. Поэтому для расчета схемы уровней ядра Bi^{210} вполне достаточно ограничиться рассмотрением мультиплета $(g_{9/2}h_{9/2})$. Смещение уровней мультиплета $(g_{9/2}h_{9/2})$ от взаимодействия нуклонов с поверхностью ядра вычислялось для целого ряда значений $\hbar\omega$ и C. Во всех рассмотренных случаях спины первых трех уровней идут в порядке их возрастания $(0^-, 1^-, 2^-)$, но четвертый уровень имеет спин 9^-. При этом расстояния между уровнями при данном C совсем не

Таблица 4

Диагональные матричные элементы оператора $W_{\text{пр}}$ (Конфигурация $(g_{9/2}\, h_{9/2})$)

I	Матричные элементы
0^-	$29{,}4\cdot10^{-3}\, V_t$
1^-	$21{,}6\cdot10^{-3}\, V_t + 0{,}3\cdot10^{-3}\, V_s$
2^-	$14{,}3\cdot10^{-3}\, V_t + 0{,}4\cdot10^{-3}\, V_s$
9^-	$8{,}5\cdot10^{-3}\, V_t + 7{,}4\cdot10^{-3}\, V_s$

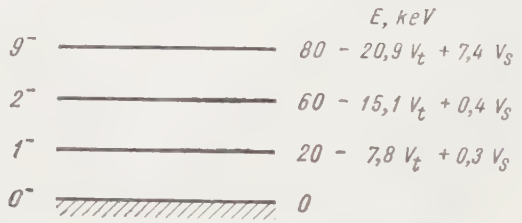
зависят от $\hbar\omega$. Так, например, для $C = 1000$ MeV учет взаимодействия нуклонов с поверхностью ядра дает следующую последовательность первых четырех уровней:



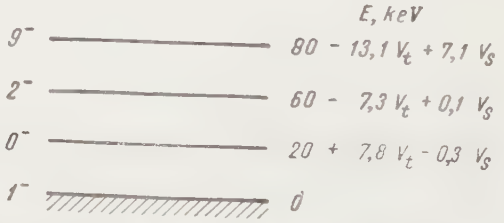
Далее следовало учесть слабое парное взаимодействие между нейтроном и протоном, находящихся в разных оболочках. Матричные элементы парного взаимодействия были вычислены при тех же предположениях, что и в случае ядра Tl^{206} (табл. 4).

Результаты дальнейшего расчета зависят от предположения о спине основного состояния ядра Bi^{210}. Мы рассмотрим два случая.

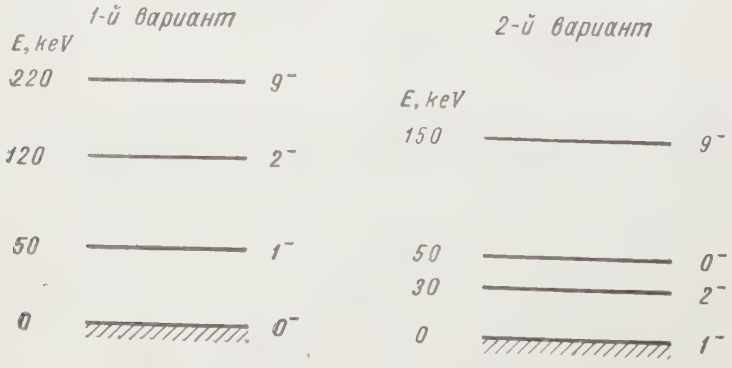
1. Спин основного состояния ядра Bi^{210} $I = 0^-$. При этом схема уровней ядра Bi^{210} такова:



2. Спин основого состояния ядра Bi^{210} $I = 1^-$. При этом схема уровней ядра Bi^{210} такова:



Используя экспериментальное значение энергии первого возбужденного уровня ядра Bi^{210}, равное ~ 50 keV, а также значение разности $(V_s - V_t)$, полученное из расчетов уровней ядра Tl^{206}, можно построить два варианта схемы уровней ядра Bi^{210}:



Выводы

Ядро Tl^{206} представляет собой удачный объект для определения постоянных парного взаимодействия нетождественных нуклонов, находящихся в разных оболочках. Однако для определения этих постоянных имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные недостаточны. Поэтому для ядра Tl^{206} представляло бы интерес провести следующие измерения.

1. По конверсии или методом корреляции измерить спин основного и какого-нибудь возбужденного уровня ядра Tl^{206}, чтобы иметь возможность сопоставить измеренные значения с предсказанными значениями спинов соответствующих уровней.

2. Измерить вероятности $E2$-переходов, что даст возможность оценить величину $A_2 C_2$, знание которой позволит более аккуратно учесть взаимодействие дырок с поверхностью ядра.

3. Более точно определить энергии уровней ядра Tl^{206} в нулевом приближении. Для этого необходимо измерить энергии первых возбужденных уровней ядер Pb^{207} и Tl^{207}, а также времена жизни этих уровней.

Для расчета энергетических уровней ядра Bi^{210} важно знать экспериментальное значение спина основного состояния. В настоящее время на основании проведенных расчетов можно лишь утверждать, что спин долгоживущего уровня с энергией порядка 200 keV есть 9^-.

В заключение мы хотели бы отметить, что в наших расчетах не было учтено влияние статической деформации. У ядра Tl^{206} спин протона равен $^1/_2$, а поэтому квадрупольный момент равен нулю. У ядра Bi^{210} квадрупольный момент может быть отличен от нуля, но вряд ли его влияние больше, чем точность данных расчетов.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Л. А. Сливу, под руководством которого проводилась данная работа, а также Г. В. Подгайской, принимавшей участие в расчетах.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Слив Л. А., Волчок Б. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 539 (1959).
2. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., 27, *2* (1953).
3. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
4. Русинов О. И., Филимонов Ю. И., Голенецкий С., Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 560 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ
Т. XXIII ЖУРНАЛА «ИЗВЕСТИЯ АН СССР. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ» ЗА 1959 г.

МАТЕРИАЛЫ VI СОВЕЩАНИЯ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
(МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ)

(Продолжение, см. № 11 за 1958 г.)

№ 1

Стр.

В. В. Кузнецова и А. Н. Севченко. Люминесценция органических комплексов европия, самария и тербия 2
Ю. В. Набойкин, Б. А. Задорожный и Е. Н. Павлова. О некоторых особенностях люминесценции орто-оксизамещенных ароматических углеводородов 9
В. Л. Левшин и Ю. А. Клоев. Образование люминесцентных полимеров в концентрированных растворах акридинового оранжевого и исследование их оптических свойств 15
Л. В. Левшин. Влияние ионизации на спектры люминесценции 9-аминоакридина и его монохлорпроизводных 19
Э. В. Шпольский и Л. А. Климова. Вибрационный анализ спектра фосфоресценции коронена 23
Т. Н. Болотникова. Спектры флуоресценции замороженных кристаллических растворов простых ароматических углеводородов 29
А. В. Карякин. Тушение кислородом флуоресценции нагретых адсорбатов ряда производных антрахинона 32
Д. Н. Шигорин, Н. А. Щеглова и Р. Н. Нурмухаметов. Влияние положения и природы заместителя на спектры флуоресценции производных антрахинона в замороженных растворах 37
В. М. Агранович. О влиянии миграции энергии электронного возбуждения на люминесценцию молекулярных кристаллов 40
А. Н. Файдыш. Влияние толщины примесных кристаллов антрацена на люминесценцию основного вещества и примеси 50
Н. Д. Жевандров, В. И. Грибков и В. Н. Варфоломеева. О зависимости поляризации флуоресценции молекулярных кристаллов от длины волны излучения 57
О. В. Фиалковская. Тепловое излучение нафталина, антрацена и фенантрена в инфракрасной области спектра 62
В. Г. Авраменко и М. У. Белый. Исследование центров поглощения и люминесценции растворов таллия 66
М. У. Белый. Определение состава полимеров в растворах красителей по спектрам поглощения и люминесценции 70
В. Б. Евстигнеев. Об «активации» флуоресценции хлорофилла и его аналогов 74
Л. А. Кравцов. Некоторые особенности люминесценции хлорофилла и феофитина 78
Ф. Ф. Литвин и А. А. Красновский. Исследование процесса образования хлорофилла и его состояния в листьях растений по спектрам флуоресценции 82
Ю. А. Владимиров. Флуоресценция ароматических аминокислот в растворах, кристаллах и белках 86
С. В. Конев. Спектры действия флуоресценции белков 90
Т. Н. Годнев и Н. К. Акулович. О расположении молекул хлорофилла в гранулах хлоропласта 94
А. Ю. Борисов и Л. А. Тумерман. Новый тип флуорометра 97
И. М. Розман, Е. А. Андреещев и С. Ф. Килин. О механизме люминесценции пластмассовых сцинтилляторов 102
Е. Н. Матвеева, М. Н. Медведев и М. Д. Шафранов. Спектры люминесценции α NPO и POPOP в различных растворителях 108
А. Е. Панкеева. Тушение фосфоресценции органических красителей ионами электролитов 112
И. Б. Дубинский. Фотолюминесценция эфиров фталевой и бензойной кислот 116
Г. М. Кисляк. О зависимости времени жизни возбужденного состояния органолюминофоров от длины волны возбуждающего света. II 119
К. Михул, К. Русчор, В. Поп, Ф. Р. Шварц и Г. А. Рэдулеску. Спектры флуоресценции моторинов 122

Х. И. Мамедов. Спектры люминесценции высокомолекулярных углеводородов нефти 126
Л. Т. Кантарджян. Изменение спектра люминесценции уранина в зависимости от pH раствора 131
Б. А. Пятницкий. Колебательная структура спектров фосфоресценции ароматических кислот при температуре жидкого кислорода 135
В. К. Дворовенко. Затухание фосфоресценции цементных и органооксидных фосфоров 139
А. А. Зудин. Спектры фосфоресценции некоторых фенолов при температуре жидкого кислорода 142
Е. Ф. Рязанова. Спектры люминесценции некоторых дикарбоновых кислот при различных температурах 143
М. С. Фадеева. Спектры фосфоресценции некоторых ароматических углеводородов при различных температурах 147
Т. С. Павлина. Спектры люминесценции некоторых дикарбоновых кислот . . 150

МАТЕРИАЛЫ IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

№ 2

А. А. Башилов и В. В. Ильин. Коэффициенты внутренней конверсии некоторых ядерных переходов в As^{75} 154
Е. П. Григорьев, А. В. Золотавин, В. Я. Клементьев и Р. В. Синицын. Определение относительных интенсивностей и коэффициентов конверсии переходов, возникающих при распаде Se^{75} 159
Н. А. Воинова, Б. С. Джелепов и Н. Н. Жуковский. Исследование γ-спектра Se^{75} в области 200÷900 keV 185
Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов и А. В. Золотавин. Распад $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166} \rightarrow Er^{166}$ 188
Е. П. Григорьев, А. В. Золотавин и Б. Крацик. Излучение Tb^{160} 191
Н. А. Антоньева, А. А. Башилов, Б. С. Джелепов, В. В. Ильин и Б. К. Преображенский. Конверсионные электроны Eu^{149} 204
Б. С. Джелепов, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Спектр J^{131} 206
Б. С. Джелепов, В. А. Елисеев, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Излучение Ba^{82} 207
Б. С. Джелепов и В. А. Сергиенко. Совпадения между конверсионными электронами при распаде Gd^{145} и Gd^{151} 211
Б. С. Джелепов, Б. К. Преображенский и В. А. Сергиенко. Совпадения между конверсионными электронами при распаде Gd^{147} и Gd^{149} 219
Д. Г. Алхазов, А. П. Гринберг, К. И. Ерохина и И. Х. Лемберг. Кулоновское возбуждение ядерных уровней в сферических четно-четных ядрах 223
А. К. Вальтер, И. И. Залюбовский, А. П. Ключарев, Г. Е. Кривец и В. А. Луцик. О возбужденных состояниях ядер Ga^{67} и Ga^{68} 225
А. К. Вальтер, В. Ю. Гончар, А. Н. Львов и С. П. Цытко. Исследование γ-лучей, возникающих при бомбардировке протонами мишени, содержащей Ni^{60} 228
М. А. Листенгартен и И. М. Банд. О влиянии экранирования на вероятность EO-конверсии на *K*- и *L*-оболочках при малых энергиях 235
М. Е. Войханский и М. А. Листенгартен. О правилах отбора при конверсионных переходах 238
Ю. С. Егоров, Д. М. Селиверстов, Г. Д. Латышев и А. И. Жерновой. Установка для измерения и стабилизации магнитного поля в спектрометрах 244
Ю. С. Егоров, Д. М. Селиверстов и Г. Д. Латышев. Измеритель частоты для ядерного резонанса 251
Ю. А. Немилов, А. Н. Писаревский и Л. Д. Сошин. γ-Лучи при распаде As^{78} 255
Ю. А. Немилов, И. И. Ломоносов, А. Н. Писаревский, Л. Д. Сошин и Е. Д. Тетерин. Некоторые вопросы линейности при сцинтилляционной спектрометрии 257
А. Н. Писаревский и Е. Д. Тетерин. Об усилении фотоумножителей при временных измерениях 263

№ 7

Б. С. Джелепов, Р. Б. Иванов, В. Г. Недовесов и В. Г. Чумин. Магнитный α-спектрометр 782
Б. С. Джелепов, Р. Б. Иванов, В. Г. Недовесов и Б. Н. Шишин. α-спектр U^{233} 788
А. С. Давыдов. Коллективные возбужденные состояния атомных ядер . . . 792
В. Брабец, К. Я. Громов, Б. С. Джелепов, А. Г. Дмитриев и В. А. Морозов. Конверсионные электроны Yb^{166} и Tu^{166} 812
В. И. Барановский и В. Н. Покровский. γ-спектр Tu^{166} и Yb^{166} 819
К. Я. Громов, Б. С. Джелепов и В. Н. Покровский. О схеме распада Tu^{166} . . 821
Б. С. Джелепов, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Излучение Cs^{134} . . . 826

Н. А. Вонсовa, Б. С. Джелепов и И. Н. Жуковский. γ-Излучение Ta^{182} в области энергий 300—1500 keV 828
В. И. Барановский и А. В. Калямин. О спектрах нейтронодефицитных изотопов Hf 831
Б. С. Джелепов, Б. А. Емельянов, Ю. Н. Подкопаев, В. Н. Подымахин, И. Ф. Учеваткин и С. А. Шестопалова. О жесткой части γ-спекра радия, находящегося в равновесии с продуктами распада ($h\nu = 3100 \div 5600$ keV) . 832
А. К. Вальтер, В. Ю. Гончар, А. И. Львов и С. П. Цытко. Исследование низколежащих уровней Cl^{33} при помощи реакции $S^{32}(p, \gamma)Cl^{33}$ 835
А. К. Вальтер, А. С. Дейнеко, М. Я. Малахов, П. В. Сорокин и А. Я. Таранов. Упругое рассеяние и радиационный захват протонов ядрами N^{14} 839
А. К. Вальтер, М. Я. Малахов, П. В. Сорокин и А. Я. Таранов. Упругое рассеяние протонов ядрами Ar^{40} 846
А. К. Вальтер, П. П. Залюбовский, В. А. Ключарев и В. А. Луцик. О возбужденных состояниях Ga^{67} и Ga^{68} 849
Г. Е. Кочаров, А. П. Комар, Г. А. Королев, П. Н. Маров и Ю. А. Сурков. Тонкая структура α-спектра Th^{229} 855
В. Е. Бунаков, Б. С. Джелепов, П. Звольский и В. А. Сергиенко. Совпадения конверсионных электронов при распаде $Se^{75} \rightarrow As^{75}$ 859
Е. П. Григорьев, В. С. Джелепов и А. В. Золотавин. О переходах $Er^{160} \rightarrow Ho^{160}$ и $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ 864
Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов, А. В. Золотавин, Б. Крацик и Г. Биттерлих. Распад Ho^{160} и схема уровней Dy^{160} 868
Л. Н. Зырянова. К вычислению приведенного времени жизни ядер *ft* для уникальных β-переходов 875
О. И. Сумбаев. К теории фокусирующих кристалл-дифракционных спектрометров 880
А. Г. Хабахпашев и Э. М. Центер. Угловая корреляция γ-лучей Ne^{21} 883
А. П. Гринберг и П. Х. Лемберг. Удельные потери энергии при торможении тяжелых ионов в различных веществах 887
Я. А. Теплова, В. С. Николаев, И. С. Дмитриев и Л. Н. Фатеева. Пробеги и удельная ионизация многозарядных ионов 894
В. Р. Бурмистров. Каскадные γ-переходы в Cl^{36} и S^{33}, сопровождающие захват тепловых нейтронов 898
В. Р. Бурмистров. Каскадные γ-переходы в Nd^{144} 902
Ю. В. Цехмистренко. К теории сверхтекучести нуклонного газа 910
М. Казарновский. О моментах инерции атомных ядер 912
Б. Б. Доценко. К теории сверхтекучести ядерной материи 914
Л. Рапопорт и С. Кадменский. Статистическая теория ядерного потенциала в приближении «эффективной» массы 918
Б. К. Керимов. К вопросу о β-распаде нейтрона с ориентированным спином 924
Ф. С. Садыхов и Б. К. Керимов. Образование пары электрон — позитрон при столкновении двух поляризованных γ-квантов. 929

№ 12

С. А. Баранов, А. Г. Зеленков, Г. Я. Щепкин, В. В. Беручко и А. Ф. Малов. Большой α-спектрометр с двойной фокусировкой 1402
А. Г. Зеленков. Некоторые элементы расчета α-спектрографа с двойной фокусировкой ($a_2 = 1/8$) 1411
П. С. Самойлов. Новые данные о распаде Am^{241} 1416
Б. С. Джелепов, О. Е. Крафт и Е. Б. Крепгофова. Изучение спектра позитронов лютециевой фракции 1431
А. Бэдеску, К. П. Митрофанов, А. А. Сорокин и В. С. Шпинель. Исследование схемы распада Te^{131} ($T^1/_2 = 30$ час) 1434
А. А. Сорокин. Об *l*-запрещенном *M*1-переходе (147 keV) в J^{131} 1445
А. В. Боровиков, В. С. Гвоздев, И. А. Кондуров и Ю. Л. Хазов. Исследование схемы распада Hf^{181} 1448
В. И. Кочеванов, Р. А. Кузнецов, А. И. Мурин, В. И. Покровский и Л. А. Смирнов. О распаде Tu^{168} 1455
Н. И. Заика и О. Ф. Немец. Угловое распределение протонов из реакций $Be^9(dp)Be^{10}$, $Si^{28}(dp)Si^{29}$ и $Bi^{209}(dp)Bi^{210}$ 1460
Д. Г. Алхазов, А. П. Гринберг, Г. М. Гусинский и П. Х. Лемберг. Ядерные реакции многозарядных ионов с углеродом и кислородом и их влияние на исследование кулоновского возбуждения ядерных уровней 1465
Б. В. Гешкенбейн, С. А. Немировская и А. П. Рудик. Несохранение четности при β-распаде RaE 1473
Б. В. Гешкенбейн. Поляризация электронов внутренней конверсии, следующей за β-распадом 1480
А. М. Королев. Неупругое рассеяние нейтронов на нечетных ядрах 1487
А. М. Королев. Энергетические уровни слабо деформированных ядер 1492
Б. Д. Константинов и А. М. Королев. Магнитные и электрические квадрупольные моменты слабо деформированных ядер 1497

П. Э. Немировский. Ядерные потенциалы и нейтронная устойчивость ядер 1503
Л. К. Пекер. Об «отталкивании» уровней с одинаковыми спинами и четностями 1511
Л. К. Пекер. О равновесной форме ядер с нечетными A в области $A = 213 \div 221$ 1514
А. Г. Берковский, Н. Я. Брейдо, О. С. Королькова и Л. Г. Лейтейзен. Некоторые характеристики новых фотоэлектронных умножителей 1517
Ю. Н. Харитонов. Расчет энергетических уровней ядер Tl^{206} и Bi^{210} 1520

МАТЕРИАЛЫ ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ФИЗИКЕ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

(Продолжение, см. № 10 за 1958 г.)

№ 3

М. Н. Расевская. Исследование структуры новых деформируемых магнитотвердых сплавов 266
М. В. Дехтяр. Структурные изменения и антиферромагнитные свойства сплава Ni_3Fe и других сплавов системы FeNi 271
Н. И. Ланкин и В. С. Меськин. О влиянии высокотемпературного отжига на магнитные свойства магнитомягких сплавов 280
Н. З. Мирясов и А. П. Парсанов. Ферромагнетизм сплавов Mn — B 285
К. А. Пискарев. Исследование системы $NiO — ZnO — Fe_2O_3$ 289
В. И. Дрожжина и Н. В. Ерофеева. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков 304
Н. А. Смольков и Ю. П. Симанов. Свойства твердых растворов $NiFe_2O_4 — MgFe_2O_4$ 307
К. М. Поливанов, Я. П. Колли и Л. И. Соболева. Проницаемость и потери магнетодиэлектриков 311
Л. И. Рабкин. Высокочастотные ферромагнетики 318
Е. И. Гурвич и Е. И. Кондорский. Влияние макроскопической неоднородности на динамические характеристики магнитомягких сплавов в слабых полях 324
Л. А. Фоменко. Исследование дисперсии проницаемости и абсорбции в Mn — Zn-ферритах. I. Дисперсия тела 329
Л. А. Фоменко. Исследование дисперсии проницаемости и абсорбции в Mn — Zn-ферритах. II. Дисперсия вещества 336
Р. В. Телеснин и А. Г. Шишков. Влияние магнитной вязкости на частотные свойства ферритов 343
Р. В. Телеснин и Е. Ф. Куницына. О скорости перемагничивания ферритов 352
Н. А. Смольков и В. Ф. Белов. Некоторые свойства ферритов в импульсном режиме 357
А. Г. Гуревич. Ферромагнитные полупроводники в полях сверхвысоких частот 361
В. А. Фабриков, В. Д. Кудрявцев и З. М. Гущина. Ферриты с большой намагниченностью насыщения и узкой резонансной кривой поглощения на сверхвысоких частотах 372
Н. А. Смольков и Е. И. Фоменко. Некоторые свойства ферритов на сверхвысоких частотах 377
В. А. Фабриков и Е. Г. Риттер. Нелинейные гиромагнитные свойства ферритов на низких уровнях сверхвысокочастотной мощности 380
Л. И. Рабкин и З. И. Новикова. Электрические свойства магнетодиэлектриков и ферритов 388
З. И. Новикова. Исследование диэлектрических свойств ферритов 396
Е. Н. Власова и Л. Н. Федотов. Изучение структуры сплавов железо — алюминий с аномалией электропроводности 403
Г. В. Красноперов. О намагничивании ферромагнитных порошков в сильных магнитных полях 405
Ф. М. Гальперин. Атомные магнитные моменты, точки Кюри, обменная энергия и парамагнитная восприимчивость ферромагнетиков 407
Л. Н. Сыркин. Изучение магнитоупругого эффекта в ферритах 414
З. И. Ализаде. О новых высокостабильных сплавах двойных систем Fe — Pt, Fe — Pd и Ni — Pd 416
Замечания по докладам 418

МАТЕРИАЛЫ II ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

№ 4

В. Н. Верцнер. Основные тенденции в современном электронномикроскопостроении. 426
Н. М. Попов. Электронный микроскоп — электронограф с ускоряющим напряжением в 400 kV 436
П. А. Стоянов, Г. А. Михайловский и В. В. Моссев. Электронный микроскоп УЭМБ-100 с двухлинзовым конденсором 442
В. В. Поливанов, В. В. Ильин, А. В. Изъюров, Н. Н. Пятаков и Р. В. Шумова. Питающее устройство электронного микроскопа УЭМБ-100 450

В. П. Милютин, Д. В. Фетисов, К. К. Расплетин, Ф. У. Спектор и Б. П. Почтарев. Малогабаритные электростатические микроскопы 454
А. П. Кабанов, В. П. Милютин и Д. В. Фетисов. Электростатический анализатор скоростей электронов на 75 kV 459
Б. П. Почтарев, К. К. Расплетин и Д. В. Фетисов. Прибор для измерения разрешающей способности и светоотдачи флуоресцирующих экранов (ПРС) 462
П. А. Стоянов. К компенсации приосевого астигматизма в линзах многолинзового электронного микроскопа 467
Я. Ю. Комиссарчик, В. Н. Верцнер и Л. С. Гольдин. Упрощенный ультрамикротом 473
Г. А. Богдановский, В. В. Купревич, В. Н. Верцнер и И. В. Степанов. Светоэлектронный микроскоп с использованием монокристаллических экранов высокого разрешения 478
Г. О. Багдыкьянц и А. В. Шишацкий. Рентгеновский теневой микроскоп . . 481
В. Н. Верцнер, М. Г. Иванов, В. В. Козелкин, Г. А. Богдановский, Ю. В. Воробьев, Ю. В. Ченцов, В. Е. Клюкин и В. А. Никифорова. Серийный электронный микроскоп ЭМ-5 485
Н. Г. Стоянова. Камера для электронномикроскопического исследования объектов в газовой среде 490
Н. М. Попов. Высоковольтная электронная пушка 494
В. В. Поливанов, А. В. Изъюров и В. В. Ильин. Некоторые вопросы расчета и конструирования питающих устройств электронных микроскопов . . . 501
Г. В. Дер-Шварц и К. А. Нетребенко. Вычислительная установка для расчета полей электроннооптических систем 506
Н. А. Стоянов и В. В. Мосеев. Защита электронных микроскопов от воздействия внешних магнитных полей 511
Ю. В. Ченцов, В. Н. Верцнер и Г. А. Богдановский. Некоторые конструктивные улучшения электронного микроскопа ЭМ-3 519
А. В. Дружинин и Б. Н. Попов. Высоковакуумный электронный микроскоп для исследования катодов 522
А. М. Розенфельд и П. В. Зайцев. Новая модель эмиссионного электронного микроскопа для исследования термо- и вторичных эмиттеров (ЭЭМ-50) . 527
Н. П. Левкин и Ю. М. Кушнир. Новая модель универсального электронографа на 100 kV с бронированным вводом (ЭГ-100 А) 531

№ 6

Н. М. Попов и Б. Б. Звягин. Изучение минералов методом микродифракции в электронном микроскопе-электронографе с ускоряющим напряжением 400 kV 670
В. Н. Верцнер. Исследование структуры PbS-сублиматов методами электронной микроскопии и электронографии 673
Р. Я. Берлага. Структура и фотоэлектрические свойства сернистосвинцовых слоев 676
А. М. Решетников. Электронномикроскопическое исследование структуры тонких пленок сернистой сурьмы, полученных испарением в вакууме и в атмосфере азота при давлениях ниже 4 мм рт. ст 680
А. А. Петрова, Е. В. Цветкова и В. М. Горшунова. Электронномикроскопическое исследование тонкодисперсного карбонильного железа 687
Д. В. Фетисов, Ф. У. Спектор, В. П. Милютин и К. К. Расплетин. О разрешающей способности электростатического электронного микроскопа 690
Ю. В. Воробьев. О предельной разрешающей способности эмиссионного электронного микроскопа 694
Г. В. Спивак и В. И. Любченко. О разрешающей способности иммерсионного объектива при наличии электрических и магнитных микрополей на катоде 697
А. М. Страшкевич. Электроннооптические свойства квадрупольных электростатических линз 706
П. П. Касьянков. Об одном методе теоретического исследования свойств стигматора 711
Г. В. Дер-Шварц и С. А. Беленький. К вопросу о влиянии одной хроматической аберрации деюстировки на разрешение отражательного электронного микроскопа 716
Н. Г. Стоянова и А. Н. Кабанов. Исследование потерь энергии электронов в тонких слоях газов 719
Д. П. Виноградов. О влиянии объемного заряда на изображение, получаемое в эмиссионном электронном микроскопе 722
А. С. Лыкин и К. А. Печковская. Электронномикроскопическое исследование вулканизатов натурального и синтетических каучуков 725
Г. В. Спивак, Н. А. Прямкова и Э. Играс. О наблюдении доменов ферромагнетиков и сегнетоэлектриков при помощи электронного зеркала 729
И. С. Сбитникова, Г. В. Спивак и Н. М. Сараева. Электронная микроскопия температурных изменений магнитной микроструктуры ферромагнетиков . . 734

Ю. И. Смолин и А. И. Корелова. Исследование шлифованной поверхности стекла и некоторых полирующих порошков при помощи электронного микроскопа 738
А. И. Крохина и Г. В. Спивак. Изучение структурных изменений диэлектриков, подвергнутых воздействию температуры химического травления и ионной бомбардировки 741
В. Е. Юрасова, Г. В. Спивак и Ф. Ф. Кушнир. Методика выявления структуры металлов и сплавов ионной бомбардировкой 744
А. М. Соловьев и В. Н. Верцнер. Применение электронного микроскопа ЭМ-3 для проведения локального рентгено-спектрального анализа 750
И. Г. Стоянова и Е. М. Белавцева. Исследование термического действия электронов на объект в электронном микроскопе 754
И. Г. Стоянова и А. Л. Зайдес. Некоторые особенности исследования высокомолекулярных соединений при помощи электронов 758
Е. М. Дубинина, Г. В. Спивак и И. А. Прямкова. О получении изображений в импульсном режиме в эмиссионном микроскопе высокого разрешения . 762
Л. Н. Малахов и Ю. П. Воробьев. Точность передачи распределения потенциала теневым электронно-оптическим методом 765
Л. Н. Малахов, В. Н. Верцнер и А. А. Лебедев. Применение теневого электронооптического метода к исследованию германиевых p — n-переходов . . 770
Г. О. Багдыкьянц и А. Г. Алексеев. Измерение интенсивности и устранение фона рассеянных электронов при электронографических исследованиях . . . 773
А. А. Трапезников, Г. Г. Щеголев и И. И. Астахов. Электронномикроскопическое исследование влияния условий приготовления литиевой консистентной смазки на ее микроструктуру 777

МАТЕРИАЛЫ VI ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ПРИМЕНЕНИЮ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ К ИССЛЕДОВАНИЮ МАТЕРИАЛОВ

№ 5

Г. О. Багдыкьянц и А. В. Шишацкий. Особенности изображения в рентгеновском теневом микроскопе 538
Д. М. Жуковская и Ю. К. Иоффе. Исследование коэффициента ослабления мягких рентгеновых лучей в бериллии 541
Б. М. Ровинский, В. Г. Лютцау и А. И. Авдеенко. Рентгеновская теневая микроскопия 545
М. М. Бутслов. Электронно-оптические усилители яркости рентгеновского изображения. 552
К. И. Нарбутт и И. С. Смирнова. О влиянии малых примесей и рентгенизации на рентгеновский спектр поглощения кристалла KCl 558
Г. П. Боровикова и М. И. Корсунский. Исследование L-серии германия. Влияние примесей 564
А. Т. Шубаев. Исследование соединения со структурой перовскита по рентгеновским спектрам 569
Н. Д. Борисов, В. В. Немошкаленко и А. М. Фефер. Структура энергетического спектра электронов в железо-хромистых сплавах 573
С. А. Немнонов и А. З. Меньшиков. K-спектры поглощения хрома в боридах, карбидах, нитридах и некоторых других соединениях 578
В. А. Трапезников. Исследование радиальной электронной плотности по тонкой структуре рентгеновских спектров поглощения 582
Р. Л. Баринский и Э. Е. Вайнштейн. Коллективное взаимодействие электронов в кристаллах и его проявление в структуре рентгеновских спектров поглощения атомов в полярных кристаллах 585
Д. Батсурь, В. И. Изеронова и Г. П. Ревкевич. К вопросу о напряжениях III рода 591
Г. М. Воробьев. Изучение тонкой структуры сплавов Fe — Si при деформации 604
П. П. Аронова и В. И. Старцев. Определение статических смещений атомов в полосе скольжения каменной соли 606
В. М. Финкель. О возможности исключения влияния текстуры на интенсивность рентгеновских интерференций 611
Е. Э. Засимчук, Г. В. Курдюмов и Л. И. Ларионов. Влияние легирующих элементов на кинетику рекристаллизации сплавов на никелевой основе . . 615
С. В. Семеновская и Я. С. Уманский. Сопоставление основных рентгеновских методов определения размеров мозаичных блоков в поликристаллических материалах 620
И. Н. Давиденков и Б. И. Смирнов. Изучение ширины рентгеновских линий металлов, деформированных при разных температурах 624
М. Я. Фукс и Л. Я. Гольдштейн. Исследование при помощи рентгеновских микропучков стали, деформированной с различной скоростью при повышенной температуре 629
Ю. В. Богородский. К определению величины блоков и микродеформаций методом гармонического анализа 635

В. В. Гейченко, В. М. Даниленко, М. А. Кривоглаз, З. А. Матысина и А. А. Смирнов. К теории диффузного рассеяния рентгеновых лучей и медленных нейтронов многокомпонентными сплавами 637
М. М. Бородкина, Е. И. Детлаф и Я. П. Селисский. Рентгенографическое исследование взаимосвязи процессов возврата рекристаллизации и упорядочения в сплавах Fe — Co и Ni — Fe 640
М. И. Захарова и И. Б. Могарычева. Исследование фазовых превращений в сплавах медь — олово 643
Л. Х. Пивоваров и Я. С. Уманский. Рентгенографическое изменение мозаичной структуры при старении сплава на никромовой основе 646
П. И. Буйнов. Структурные изменения в сплаве Ni — Be после старения и высокотемпературного отжига 648
П. В. Агеев и В. Ш. Шехтман. Рентгенографическое исследование сплавов рения с молибденом 650
М. А. Кривоглаз и Е. А. Тихонова. Теория рассеяния рентгеновых лучей и тепловых нейтронов на флуктуационных неоднородностях твердых растворов 652
Е. Н. Власова. Особенности тонкой структуры некоторых сплавов с аномалией электропроводности. 655
С. С. Горелик. Об истинной температуре начала рекристаллизации пересыщенных твердых растворов 657
И. Б. Боровский и К. П. Гуров. Об оценке влияния примесей на рентгеновские эмиссионные спектры разбавленных твердых растворов на основе переходных металлов 660
В. М. Генкин. К основам методики рентгенографической и гаммаграфической дефектоскопии 663

МАТЕРИАЛЫ II ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ГАЗОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

№ 8

Г. Н. Застенкер и Г. С. Солнцев. Некоторые результаты по формированию высокочастотного разряда низкого давления 934
П. С. Булкин, Г. С. Солнцев и В. Н. Пономарев. Исследование самоподдерживающегося импульсного сверхвысокочастотного разряда в воздухе и процесса его установления 941
С. М. Левитский и И. П. Шапурин. Измерение концентрации зарядов в плазме методом сверхвысокочастотного зонда 948
В. Е. Голант. Возникновение импульсного сверхвысокочастотного разряда в инертных газах 952
В. Е. Голант. О связи между характеристиками сверхвысокочастотного и постоянного тока в газе 958
М. И. Ванюков и А. А. Мак. Получение высоких температур при помощи искрового разряда 962
И. П. Занесочный и С. М. Кишко. Некоторые результаты исследования функций возбуждения полос отрицательной системы N_2^+ 965
Л. М. Волкова. Эффективные сечения возбуждения некоторых спектральных линий калия и аргона 968
М. В. Кошоков. Влияние процессов исчезновения отрицательных ионов на их концентрацию в столбе 971
И. С. Стекольников. Некоторые новые результаты изучения длинной искры . 975
В. И. Левитов, А. Г. Лянин и В. И. Попков. Зондовые исследования поля короны переменного тока 980
Г. Н. Александров. Элементарные процессы в зоне ионизации коронирующих проводов при атмосферном давлении 989
М. Я. Васильева, А. А. Зайцев и Э. Д. Андрюхина. Волны колебаний плотности зарядов в цилиндрической плазме 995
В. М. Захарова, Ю. М. Каган и В. И. Перель. Положительный столб разряда в диффузионном режиме 999
А. М. Прокофьев, О. Ф. Кабардин и К. Ф. Кудду. Исследование начальных стадий высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении 1004
Р. М. Кушнир, Б. М. Палюх и Л. А. Сена. Исследование резонансной перезарядки в одноатомных газах и парах металлов 1007
А. А. Зайцев и К. И. Эфендиев. Исследование анодных колебаний в разряде низкого давления 1012
С. Л. Мандельштам и М. А. Мазинг. Об уширении и сдвиге спектральных линий в плазме газового разряда 1017
Н. М. Матвеева. Разделение бинарных смесей инертных газов в разряде постоянного тока 1021
Г. С. Солнцев, А. Г. Порохин и Н. М. Чистякова. Измерение электрических полей в высокочастотном разряде низкого давления при помощи электронного пучка 1026

В. Е. Мищук, М. Д. Козьминых и И. В. Талалаева. Измерение электрического поля в сверхвысокочастотной плазме 1031
Х. А. Джерпетов. Влияние температуры вспомогательного электрода на зажигание высокочастотного разряда в гелии 1036
Н. Маргенау, Е. Дезлодж и Д. Стиллинджер. Проводимость слабо ионизированного воздуха на СВЧ 1040
Л. Пекарек. Низкочастотные волнообразные явления в плазме тлеющего разряда 1050

МАТЕРИАЛЫ XII ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО СПЕКТРОСКОПИИ

№ 9

С. Л. Мандельштам. Вступительное слово на XII Всесоюзном совещании по спектроскопии 1054
И. М. Нагибина. Определение концентраций атомов в плазме дугового разряда по ширине спектральных линий и связь между концентрациями в твердой и газообразной фазах 1056
В. Л. Марзуванов. Об особенностях дугового разряда в атмосфере некоторых газов 1059
С. К. Калинин, В. Л. Марзуванов, Э. Е. Файн, Г. М. Замятина, В. Н. Перевертун и С. Л. Терехович. Атлас спектральных линий для спектрографа с дифракционной решеткой 1061
В. П. Захаров и А. А. Шишловский. Исследование поступления вещества в плазму дуги 1063
Н. К. Рудневский, Г. П. Голицын и В. П. Рыбочкин. Исследование поступления вещества кремнистой латуни в дуге переменного тока 1065
Н. К. Рудневский и Е. С. Обухова. Исследование поступления вещества свинцовистой латуни в дуге переменного тока 1067
О. И. Никитина, М. Г. Скляр, А. Е. Горевая и Н. К. Иванова. Зависимость между составом твердой и парообразной фаз при спектральном анализе . . . 1069
Г. Е. Золотухин и Н. М. Зыкова. Влияние длительности разряда на скорость испарения частиц с поверхности металлических электродов дуги 1072
Э. А. Силиньш и Л. Ф. Тауре. Исследование роли полярности образца при возбуждении спектра в дуге переменного тока 1074
А. М. Шаврин и М. А. Зотин. К вопросу о влиянии состава порошкообразных веществ на относительные интенсивности спектральных линий 1077
А. К. Русанов и Л. И. Сосновская. Закономерности влияния «третьих» элементов при искровом анализе растворов 1079
И. С. Абрамсон, С. Н. Мурзин и В. А. Славный. О влиянии «третьих» элементов при использовании неразложенного света в качестве внутреннего стандарта 1081
Н. В. Буянов. Влияние химического состава пробы на интенсивность спектра основы и результаты спектрального анализа 1083
А. М. Борбат и А. А. Шишловский. О связи разбавляющего действия «третьих» составляющих с переносом вещества в источниках света для спектрального анализа 1086
Е. И. Воронцов. Зависимость полной интенсивности спектральных линий от концентрации атомов в импульсном разряде 1088
И. А. Грикит. Исследование причины селективного разрушения сплавов искровым разрядом 1091
Л. Е. Введенский и В. И. Шехобалова. Влияние «третьих» элементов при спектральном анализе расплавленных металлов с конденсированной искрой 1093
Н. С. Свентицкий и К. И. Таганов. О спектрографических исследованиях электроэрозионных свойств кислородсодержащего титана 1096
К. И. Таганов. Некоторые спектроскопические исследования эффекта полярности электрической эрозии металлов 1097
В. С. Бураков и А. А. Янковский. Применение контактно-искрового отбора вещества в спектрально-аналитических исследованиях 1099
С. А. Христиановский. Зеркальный спектрограф с большой длиной снимка . . 1100
Ю. А. Якоби и С. М. Максимов. Фотоэлектрическая установка на основе спектрографа ИСП-22 1103
М. М. Авербух, Н. В. Арцимовская, В. В. Беляев, В. П. Ерина, Д. И. Пеньков и И. Г. Стрельцов. Новые фотоэлектрические спектральные аппараты . . . 1105
К. А. Сухенко, К. А. Моисеева, Л. Д. Метелкина, И. Г. Тишин, В. И. Ивашкина и Д. Г. Бакланов. Анализ легких и жаропрочных сплавов и сталей фотоэлектрическим методом 1107
М. М. Бутслов, А. К. Виноградова, Л. М. Иванцов, Г. П. Кутузова и С. Л. Мандельштам. Фотоэлектрические стилометры с визуальным контролем положения невидимых линий спектра 1110
А. Н. Атаманов, В. Н. Баландин и Л. М. Иванцов. О стабилизации положения спектра путем термостатирования спектральных установок 1112
Л. М. Иванцов и А. Н. Шерудило. Фотоэлектрическая приставка к спектрографу средней модели 1114

К. А. Сухенко, В. С. Григорова, П. С. Линдстрем, Н. С. Свентицкий и П. П. Галонов. Определение кислорода в техническом титане спектральным методом . . . 1116
Н. С. Свентицкий, К. И. Таганов и З. И. Шленкова. Некоторые особенности спектрального определения кислорода в титане . . . 1118
Т. Ф. Иванова, М. Э. Трентовиус и В. В. Федоров. К вопросу о применении спектрально-изотопного метода определения водорода . . . 1120
К. А. Сухенко, П. П. Галонов и Т. В. Барашева. Определение азота в сталях различного состава . . . 1123
Н. В. Буянов, Л. М. Федорова и В. Ф. Коротков. Влияние химического состава и термообработки пробы стали на результаты определения азота спектральным методом . . . 1126
С. А. Скотников. Определение азота в хроме и титане . . . 1128
Л. И. Топалов. Анализ высоких концентраций с учетом влияния «третьих» составляющих . . . 1130
Н. И. Варламова и Н. С. Свентицкий. Спектральное определение высоких содержаний компонентов сплавов благородных металлов . . . 1133
А. Г. Комаровский. Определение высоких содержаний элементов в сталях и сплавах спектральным методом . . . 1135
В. В. Налимов. Статистические исследования при анализе вещества . . . 1137
А. Б. Шаевич. Об эталонах для определения примесей в измельчаемых сложных ферросплавах . . . 1139
А. А. Куранов. Методы приготовления эталонов для спектрального анализа благородных металлов . . . 1140
Е. С. Куделя и А. С. Демьянчук. О некоторых способах эталонирования при анализе сплавов . . . 1143
Е. П. Баранкина. Применение метода «дробного экспонирования» для анализа некоторых сплавов . . . 1145
К. А. Сухенко, О. И. Младенцева и А. В. Аксенова. Изготовление эталонов различных сплавов и исследование в них влияния «третьих» элементов . . . 1147
П. А. Степанов, Е. А. Сергеева, М. В. Белобрагина и М. С. Лещинская. Скоростной спектральный анализ металлометрических проб на редкие щелочи, бор, фтор и другие элементы . . . 1149
Т. С. Решетина. Количественный спектральный анализ интрузивных горных пород на главные компоненты . . . 1150
Л. И. Павленко. Химико-спектральный метод количественного определения молибдена и вольфрама в изверженных горных породах . . . 1152
В. Н. Васильева, Л. А. Дворжецкая, Л. Я. Марковский и Л. Я. Хлебникова. Спектральный анализ люминофорночистых сульфида и сульфата цинка с применением химического обогащения . . . 1153
Н. П. Иванов. Спектральное определение урана методом изотопных добавок 1154
Г. Д. Литовченко и С. А. Шипицын. Спектрографическое определение отношения содержаний стронция и кальция в биологических объектах . . . 1156
С. Г. Богомолов, Ф. Д. Дробиз и А. Г. Морозов. Спектральное определение микроэлементов в белках тканей . . . 1158
О. И. Никитина. Итоги работы по подготовке спектральных методов анализа доменного шлака и офлюсованного агломерата . . . 1159
И. К. Майборода. Об уменьшении влияния минералогического состава на результаты спектрального анализа офлюсованного агломерата . . . 1162
Р. С. Рубинович и А. С. Першин. О пневматическом способе введения порошковых проб в дуговой разряд . . . 1163
И. И. Смоляк. Усовершенствования аппарата АВР-2 . . . 1165
И. Л. Миркин и Э. П. Рикман. О некоторых особенностях локального анализа сложных сплавов . . . 1167
А. Г. Комаровский. Спектрографическое исследование состава поверхностных слоев при термохимической обработке сплавов . . . 1169
В. В. Богданова. Усовершенствованная установка для локального спектрального анализа . . . 1171

№ 10

Б. Ле. Некоторые итоги спектрального исследования индивидуального углеводородного состава нефтей Татарии . . . 1174
В. Т. Алексанян, Х. Е. Стерин и С. А. Ухолин. Анализ углеводородных смесей по спектрам комбинационного рассеяния света . . . 1177
А. П. Киселинский и А. А. Петров. Спектры комбинационного рассеяния некоторых углеводородов C_{24} . . . 1179
С. Минц и З. Кэнцкий. Исследование водных растворов азотнокислого уранила методом комбинационного рассеяния света . . . 1182
С. Минц и С. Осецкий. Исследование растворов хлористого цинка в метаноле методом комбинационного рассеяния света . . . 1184

С. В. Маркова и П. А. Бажулин. Определение коэффициентов инфракрасного поглощения CH_2-групп в циклических соединениях 1186
Е. И. Покровский. Определение интенсивностей полос поглощения валентных колебаний C — H в инфракрасном спектре 1189
А. Ф. Мальнев, В. Т. Скляр, И. М. Михина, Г. А. Пучковская, Л. И. Шуляк и Е. Ф. Шевченко. Исследование состава высокомолекулярной углеводородной части нефтей Битковского месторождения при помощи инфракрасных спектров поглощения 1192
Е. А. Глебовская и Э. И. Максимов. Количественное определение CH_2-групп открытых цепей при помощи инфракрасных спектров поглощения . . . 1194
Л. А. Казицина, Б. В. Локшин, Л. Л. Полстянко и А. П. Терентьев. Инфракрасные спектры некоторых внутрикомплексных соединений в области валентных колебаний NH 1196
С. Г. Богомолов, М. Г. Быстрицкая и М. М. Кириллова. Характеристичность в ряду пиридина 1199
Л. Н. Пирожная и Г. С. Попова. Применение инфракрасной спектроскопии к изучению термостарения поливинилхлорида 1202
Г. С. Попова и Е. В. Шувалова. Сравнительное изучение фото- и термостарения ацеталей поливинилового спирта методом инфракрасной спектроскопии . 1205
Е. И. Покровский и М. В. Волькенштейн. Исследование изотактических полимеров при помощи инфракрасной спектроскопии 1208
Л. И. Тарутина. Использование инфракрасных спектров поглощения для изучения структурных изменений некоторых фторпластов, подвергнутых старению 1210
А. Ф. Постовская и А. С. Кузьминский. Исследование структурных превращений вулканизатов под действием минеральных кислот 1213
А. А. Петров и Т. В. Яковлева. Инфракрасные спектры и строение продуктов теломеризации диеновых углеводородов с галогенопроизводными . . . 1217
Н. А. Борисевич, Н. И. Макаревич, А. М. Прима, И. П. Бардышев и Е. А. Черчес. Идентификация смоляных кислот по их инфракрасным спектрам 1219
Б. Н. Степанов, Р. Г. Жбанков и И. Н. Ермоленко. Инфракрасные спектры целлюлозы и ее производных 1222
М. О. Буланин. Анализ изотопного состава дейтероорганических соединений при помощи инфракрасных спектров поглощения 1224
А. А. Петров и Т. В. Яковлева. Инфракрасные спектры и строение продуктов присоединения различных веществ к винилацетиленовым углеводородам 1226
Н. К. Рудневский и Н. Н. Вышинский. Молекулярный спектр гексаэтилдисвинца и определение его концентрации в тетраэтилдисвинце 1228
Б. И. Сухоруков и А. И. Финкельштейн. Спектрофотометрический анализ по методу «нулевой гетерохроматической точки» 1230
М. С. Козырева. Исследование процесса старения касторового масла при помощи спектров поглощения 1233
В. И. Мальцев и С. Г. Раутиан. Вакуумный двухлучевой дифракционный спектрофотометр для инфракрасной области 1237
Н. С. Голяндин, И. Г. Птицина, И. И. Ренина и И. Л. Сакин. Инфракрасные спектрометры ИКС-14 и ИКС-12 1240
А. Ф. Мальнев и Г. А. Пучковская. Вакуумный инфракрасный спектрометр для заводского контроля и определение масла в нефтепродуктах по спектрам поглощения 1244
А. Ф. Мальнев, М. П. Есельсон и Л. С. Кременчугский. Измерительное устройство к инфракрасному спектрометру 1246
К. С. Ляликов, И. Н. Белоногова, К. Е. Мелешко, И. В. Семенченко и А. П. Харченко. Новая аппаратура и методика для изучения спектров отражения земной поверхности 1247
А. В. Суворов, С. А. Щукарев и Г. И. Новиков. О возможности молекулярного спектрального анализа паров в широком температурном интервале . . . 1248
М. М. Кусаков и М. В. Шишкина. Спектры поглощения углеводородов ряда индана в ближней ультрафиолетовой области 1251
И. Я. Качкурова, Л. С. Полак, А. В. Топчиев и П. Я. Черняк. Изучение радиолиза алканов при помощи ультрафиолетовых и инфракрасных спектров 1253
В. Т. Скляр и А. П. Лизогуб. Исследование состава ароматической части керосиногазойлевой фракции долинской нефти по спектрам поглощения в ультрафиолетовой области 1256
В. М. Вадимов. Опыт применения молекулярного спектрального анализа в бактериологии и иммунологии 1260
Н. Н. Бубнов, Ю. А. Сорокин, С. П. Солодовников и В. М. Чибрикин. Исследование производных дибензохрома методом электронного парамагнитного резонанса 1263
Н. Н. Бубнов, В. Ф. Цепалов и В. Я. Шляпинтох. Спектры электронного парамагнитного резонанса семихинона эозина и живого листа 1265
А. Г. Семенов. Разработка серийного магнитного радиоспектрографа повышенной чувствительности типа ЭПР-2 ИХФ 1267

В. В. Зелинский, В. Н. Колобков и Н. Н. Резникова. Связь вероятности перехода в метастабильное состояние сложных органических молекул со спектральным составом излучения 1269
Перечень работ, доложенных на XII Всесоюзном совещании по спектроскопии, публикуемых в других журналах 1273

МАТЕРИАЛЫ VII СОВЕЩАНИЯ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

№ 11

М. Д. Галанин. Вступительное слово 1278
М. Д. Галанин и А. В. Раевский. Температурное тушение люминесценции кристаллофосфора ZnS — Ag при возбуждении светом или α-частицами . . 1280
Т. В. Тимофеева и С. П. Хормушко. Новые данные о детекторе медленных нейтронов 1285
У. Х. Нымм. О фотоэлектрических явлениях в люминесцирующих порошках ZnS —Cu (Ni, Fe, Co) и ZnSCdS — Cu 1286
П. Е. Рамазанов. Исследование фотодиэлектрического эффекта в фосфоре ZnS — Cu, Fe 1290
Ф. И. Вергунас и Ю Л. Лунанцевер. Релаксация послесвечения, фотопроводимости и светосушки цинксульфидных фосфоров 1294
К. С. Ребане. Тушение свечения ZnS — Cu-фосфора инфракрасным светом . . 1296
Л. Дрозд. О влиянии состава основания безактиваторных ZnS, CdS-фосфоров на их люминесценцию 1300
М. А. Константинова-Шлезингер. Кристаллофосфоры с гетеродесмической структурой 1304
Н. А. Горбачева. Фторофосфатные люминофоры типа минерала типа вагнерита 1310
В. В. Осико. Особенности кристаллической фазы силиката цинка и люминесцентные свойства цинк-силикатных люминофоров, активированных марганцем 1314
З. А. Трапезникова. О центрах свечения в фосфорах из сульфида цинка, активированного самарием 1319
А. А. Бундель, А. И. Русанова и Л. Г. Таушканова. Некоторые данные о механизме формирования сульфидных люминофоров 1326
А. А. Черепнев. О физико-химической природе активатора-серебра в цинк-сульфидном люминофоре 1334
Л. Я. Марковский и Р. И. Смирнова. О механизме формирования цинк-сульфидселенидных люминофоров 1341
Е. Г. Васильева и С. А. Фридман. Опыты по применению термографии для исследования сульфида цинка 1347
А. В. Лавров. Об образовании и инерционных свойствах некоторых цинк-сульфидных люминофоров 1351
А. К. Трофимов. Применение люминесценции для исследования реакции в твердых фазах в системе CaO_4 — Al_2O_3 1355
М.-Л. Ю. Аллсалу. О люминесценции активированного марганцем метаантимоната стронция 1360
М. И. Томбак, А. В. Попова, О. Ф. Комар и А. А. Бундель. О пригодности тиосульфатного метода получения сульфида цинка для синтеза люминофоров 1363
А. М. Гурвич. К вопросу об изменении оптических свойств сульфидных люминофоров при удалении плавня 1370
Т. А. Краснова. Исследование технологии щелочноземельных сульфидных люминофоров с длительным последствием 1376
Э. С. Вилутис. Спектры рентгенолюминесценции и термическое высвечивание сибирских алмазов 1379
Г. О. Карапетян. Люминесценция стекол, содержащих церий 1382
Р. М. Некерман, Д. И. Шойхет и Р. А. Штрихман. Люминофор для люминесцентных ламп на основе фосфатов цинка и стронция 1387
Р. А. Нилендер. Улучшение цветопередачи люминесцентных ламп 1393
Ф. Д. Клемент. Заключительное слово 1399

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

(Продолжение, см. № 2 и 7 за 1959 г.)

С. А. Баранов, А. Г. Зеленков, Г. Я. Щепкин, В. В. Беручко и А. Ф. Малов. Большой α-спектрометр с двойной фокусировкой 1402

А. Г. Зеленков. Некоторые элементы расчета α-спектрографа с двойной фокусировкой ($a_2=1/8$) 1411

П. С. Самойлов. Новые данные о распаде Am^{241} 1416

Б. С. Джелепов, О. Е. Крафт и Е. Б. Крештофова. Изучение спектра позитронов лютециевой фракции 1431

А. Бэдеску, К. П. Митрофанов, А. А. Сорокин и В. С. Шпинель. Исследование схемы распада Te^{131} ($T_{1/2}=30$ час) 1434

А. А. Сорокин. Об l-запрещенном $M1$-переходе (147 keV) в J^{131} 1445

А. В. Боровиков, В. С. Гвоздев, И. А. Кондуров и Ю. Л. Хазов. Исследование схемы распада Hf^{181} 1448

В. И. Кочеванов, А. Р. Кузнецов, А. Н. Мурин, В. Н. Покровский и Л. А. Смирнов. О распаде Tu^{168} 1455

И. И. Зашка и О. Ф. Немец. Угловое распределение протонов из реакций $Be^9(dp)Be^{10}$, $Si^{28}(dp)Si^{29}$ и $Bi^{209}(dp)Bi^{210}$ 1460

Д. Г. Алхазов, А. П. Гринберг, Г. М. Гусинский и И. Х. Лемберг. Ядерные реакции многозарядных ионов с углеродом и кислородом и их влияние на исследование кулоновского возбуждения ядерных уровней 1465

Б. В. Гешкенбейн, С. А. Немировская и А. П. Рудик. Несохранение четности при β-распаде RaE 1473

Б. В. Гешкенбейн. Поляризация электронов внутренней конверсии, следующей за β-распадом 1480

А. М. Королев. Неупругое рассеяние нейтронов на нечетных ядрах 1487

А. М. Королев. Энергетические уровни слабо деформированных ядер 1492

Б. Д. Константинов и А. М. Королев. Магнитные и электрические квадрупольные моменты слабо деформированных ядер 1497

П. Э. Немировский. Ядерные потенциалы и нейтронная устойчивость ядер . . 1503

Л. К. Пекер. Об «отталкивании» уровней с одинаковыми спинами и четностями 1511

Л. К. Пекер. О равновесной форме ядер с нечетным A в области $A = 213 \div 221$ 1514

А. Г. Берковский, И. Я. Брейдо, О. С. Королькова и Л. Г. Лейтейзен. Некоторые характеристики новых фотоэлектронных умножителей 1517

Ю. И. Харитонов. Расчет энергетических уровней ядер Tl^{206} и Bi^{210} 1520

Тематический указатель 1526

Цена 12 руб.

НОВЫЕ ЖУРНАЛЫ

СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

С января 1960 года Сибирское отделение Академии наук СССР приступает к изданию пяти новых журналов:

ГЕОЛОГИЯ И ГЕОФИЗИКА

12 номеров в год. *Цена на год — 180 руб.*

ЖУРНАЛ ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 номера в год. *Цена на год — 60 руб.*

ЖУРНАЛ СТРУКТУРНОЙ ХИМИИ

4 номера в год. *Цена на год — 60 руб.*

КИНЕТИКА И КАТАЛИЗ

4 номера в год. *Цена на год — 60 руб.*

СИБИРСКИЙ МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

4 номера в год. *Цена на год — 60 руб.*

В журналах будут публиковаться оригинальные статьи теоретического и экспериментального характера, содержащие результаты научных работ в соответствующей профилю журнала области знания. На страницах журналов найдут место обзорные и дискуссионные статьи, краткие сообщения и др.

Новые журналы рассчитаны на научных и инженерно-технических работников, преподавателей высшей школы, аспирантов, студентов старших курсов.

Подписка на новые журналы Сибирского отделения АН СССР принимается в пунктах подписки Союзпечати, почтамтах, конторах и отделениях связи, общественными уполномоченными на предприятиях, в учреждениях, научно-исследовательских институтах и учебных заведениях.

Подписка принимается также магазинами «Академкнига» и конторой «Академкнига» по адресу:

Москва, К — 12, Б. Черкасский пер., 2/10

«АКАДЕМКНИГА»